

ANNALEN DER PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. UND E. WIEDEMANN.

VIERTE FOLGE.

BAND 17. HEFT 5.

DER GANZEN REIHE 322. BANDES 5. HEFT.

KURATORIUM:

F. KOHLRAUSCH, M. PLANCK, G. QUINCKE,
W. C. RÖNTGEN, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

UND INSBESONDERE VON

M. PLANCK

HERAUSGEGEBEN VON

PAUL DRUDE.

MIT EINER TAFEL.



LEIPZIG, 1905.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH.

ROSSPLATZ 17.

*Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den
Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in
15 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 45 M.*

(Ausgegeben am 26. September 1905.)

Inhalt.

	Seite
1. P. Ewers. Die Spitzenentladung in ein- und zweiatomigen Gasen	781
2. E. Madelung. Über Magnetisierung durch schnellverlaufende Ströme und die Wirkungsweise des Rutherford-Marconischen Magnetdetektors.	861
3. A. Einstein. Zur Elektrodynamik bewegter Körper	891
4. H. Greinacher und K. Herrmann. Über eine an dünnen Isolatorschichten beobachtete Erscheinung.	922
5. R. Reiger. Lichtelektrische Zerstreuung an Isolatoren bei Atmosphärendruck	935
6. R. Reiger. Über das Verhältnis ϵ/μ bei Kathodenstrahlen verschiedenen Ursprunges	947
7. E. Aschkinass. Die Wärmestrahlung der Metalle	960
8. E. Warburg. Über die Reflexion der Kathodenstrahlen an dünnen Metallblättchen. Nach Versuchen von S. Williams mitgeteilt	977
9. K. Olszewski. Ein Beitrag zur Bestimmung des kritischen Punktes des Wasserstoffs	986
10. K. Olszewski. Weitere Versuche, das Helium zu verflüssigen	994
11. Edmund Wiersch. Über die Deutlichkeit akustischer Reproduktionen unter dem Einfluß der Eigentöne, sowie über Membranen zur möglichst deutlichen Wiedergabe der Sprache.	999
12. F. Himstedt und G. Meyer. Über die Bildung von Helium aus der Radiumemanation	1005
13. Georg W. A. Kahlbaum. Notiz über die verzerrten Bilder, welche durch Radiumbromid auf der photographischen Platte hervorgerufen werden. (Hierzu Taf. V.)	1009
14. Carl Forch. Das Molekularvolum des gelösten Naphtalins	1012
15. W. Nernst und H. Hausrath. Zur Bestimmung der Gefrierpunkte verdünnter Lösungen (Antwort an Hrn. Meyer-Wilder mann)	1018

Manuskripte sind an den Herausgeber, **Professor Dr. P. Drude**, zu senden. Seine Adresse ist **Berlin N.W. 7, Neue Wilhelmstr. 16.**

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzeichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Zitate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger **Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.



Ge
in
fal
die
tie
mit
lon
zu
sch
sch
bei
bile
Dr
von
dar
voll
reil
voll
reit

die
geb

für
lieg
daß
Lich
Ele

ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 17.

1. Die Spitzenentladung in ein- und zweiatomigen Gasen; von P. Ewers.

Bekanntlich haben die Erscheinungen der elektrischen Gasentladungen durch die Vorstellung frei beweglicher Ionen in den letzten Jahren eine außerordentliche Förderung erfahren, und es ist uns möglich geworden in den Mechanismus dieser früher nur schwer zu deutenden Phänomene einen viel tieferen Einblick zu erhalten, als dieses wohl sonst irgendwie möglich gewesen wäre. Nur auf einem Gebiete scheint die Ionentheorie noch nicht zu vollständiger Klärung vorgedrungen zu sein, und zwar gerade auf demjenigen, welches zu den scheinbar einfachsten und fundamentalsten des ganzen Erscheinungsgebietes gehört, nämlich dem der *Spitzenentladung*, bei der bekanntlich die eine Elektrode von einer Spitze gebildet wird und die Entladung bei verhältnismäßig hohen Drucken zu einer in der Nähe angebrachten ebenen Elektrode von großer Oberfläche übergeht. Der Grund hierfür scheint darin zu liegen, daß man bisher noch nicht über größere unter vollständig identischen Bedingungen angestellte Beobachtungsreihen verfügte, wenn auch eine große Anzahl überaus wertvoller einzelner Erfahrungen auf dem genannten Gebiete bereits vorliegen.

Es sei mir gestattet, zunächst einen kurzen Abriß über die wesentlichsten bisher anderweitig erhaltenen Resultate zu geben:

Die *Leuchterscheinung* ist bei dieser Entladungsart und für Drucke, die nicht viel tiefer als der Atmosphärendruck liegen, auf die unmittelbarste Nähe der Spitze beschränkt, so daß nur ein je nach der Gasfüllung verschieden gefärbter Lichtpunkt an dieser sichtbar ist. Entströmt derselben negative Elektrizität in Luft, und beobachtet man den in diesem Falle

bläulichen Stern durch das Mikroskop¹⁾, so läßt sich derselbe in dieselben drei Schichten mit denselben Färbungen auflösen, wie sie bei tiefen Drucken in einem Geisslerrohre bei der Glimmentladung mit bloßem Auge sichtbar sind: das negative Glimmlicht, der Faradaysche Dunkelraum und der positive Büschel. Die entsprechende Erscheinung hat J. Stark, der auch eine Theorie der Spitzenentladung auf Grund der Ionen- theorie ausgearbeitet hat, schon früher²⁾ direkt beobachtet. Der Unterschied der negativen Spitzenentladung von der Glimmentladung besteht hiernach darin, daß der positive Büschel sich bei der letzteren bis zur Anode erstreckt, bei der Spitzenentladung dagegen schon in unmittelbarer Nähe der Spitze (bis zu 0,1 mm Entfernung in der Luft) endigt.

Bei positiver Spitze ist unter dem Mikroskop bei schwacher Stromstärke nur eine die Spitze überziehende dünne Lichthaut zu bemerken; wird die Stromstärke aber mehr und mehr vergrößert, so wird ein feiner Büschel sichtbar, der schließlich die Plattenelektrode erreicht. Durch Erhöhung der Stromstärke, Verkleinerung des Elektrodenabstandes oder Erniedrigung des Gasdruckes geht der positive Spitzenstrom unstetig in den Glimmstrom über.

Früher wurde allgemein die Ansicht vertreten³⁾, daß sich außerhalb des Lichtpunktes an der Spitze nur *eine* Ionenart, und zwar die, welche das Zeichen der Spitze hat, bewege, so daß also Ionenbildung bei einer reinen Spitzenentladung nur in unmittelbarer Nähe der Spitze stattfinden sollte. Nun hat aber Warburg⁴⁾ nachgewiesen, daß auch in dem ganzen Faradayschen Dunkelraume die Leitung durch beide Ionenarten vermittelt werden muß, da man unter der Annahme nur einer Ionenart auf Geschwindigkeiten derselben kommt, wie sie bei gewöhnlichen Kathodenstrahlen vorkommen, was an sich bei den höheren Gasdrucken gar nicht wahrscheinlich ist,

1) E. Warburg, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 6. p. 209 bis 210. 1904.

2) J. Stark, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 6. p. 104 bis 120. 1904.

3) Vgl. auch E. Warburg, Ann. d. Phys. 2. p. 295—316. 1900.

4) E. Warburg, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 48. p. 1062—1067. 1902.

und welche ihrerseits schon allein beide Ionenarten in Freiheit gesetzt haben würden. Auch Campbell¹⁾ fand bei der Erforschung des Mechanismus der Spitzenentladung mittels der Methode der Kondensation von Wasserdampf bei adiabatischer Expansion, daß neben positiven Ionen immer negative Ionen, also auch bei der sogenannten positiven Spitzenentladung, vorhanden sein müssen, damit eine Entladung stattfindet.

Die Geschwindigkeiten, welche die Ionen bei der Spitzenentladung in einem Felde von der Stärke Eins erlangen, d. h. also die absoluten Beweglichkeiten, sind von Chattock²⁾ für Luft und von Chattock, Walker und Dixon³⁾ noch für einige andere Gase gemessen worden, und es ergaben sich die gleichen Werte, wie bei den durch Röntgenstrahlen erzeugten Ionen.

Durch die Ionen, welche den von der Spitze ausgehenden Strom bilden, wird infolge der großen Reibung derselben in dem Gase das letztere mit in Bewegung versetzt, und es tritt die als „elektrischer Wind“ bezeichnete Erscheinung auf. Mit derselben ist natürlich eine Reaktionswirkung auf die Spitze selbst verbunden, welche dieselbe in der entgegengesetzten Richtung zurückzutreiben sucht (der bekannte Vorlesungsversuch des Rotationsrädchens). Arrhenius⁴⁾ hat diese Reaktionswirkungen genauer untersucht und ist dabei zu dem Resultat gekommen, daß bei positiver Spitze und konstanter Stromstärke die Reaktion in Luft dem Gasdrucke proportional, bei verschiedenen Gasen und gleichem Drucke nahezu der Quadratwurzel aus dem Molekulargewichte proportional ist. Bei gleich starkem negativen Strome ist die Reaktion geringer, und zwar nimmt das Verhältniß der positiven zur negativen Reaktion mit abnehmendem Drucke ganz bedeutend zu: von dem 1,9 fachen bei 70 cm Hg bis zum 15 fachen bei 5,1 cm Hg.

Die ersten quantitativen, wenn auch nur relativen Messungen der verschiedenen die Spitzenentladung bedingenden Größen

1) N. R. Campbell, Phil. Mag. (6) 6. p. 618—627. 1903.

2) A. P. Chattock, Phil. Mag. 48. p. 401—420. 1899.

3) A. P. Chattock, W. E. Walker u. E. H. Dixon, Phil. Mag. 1. p. 79—98. 1901.

4) Sv. Arrhenius, Wied. Ann. 63. p. 305—313. 1897.

sind von W. C. Röntgen¹⁾ ausgeführt worden. Derselbe beobachtete, daß zum Einleiten einer Entladung von einer Spitze zu einer Platte ein wenn auch nicht konstantes, so doch ein Potential von einer gewissen Höhe erforderlich ist. Ist die Entladung einmal vorhanden und erniedrigt man das Potential wieder, so nimmt die Entladung stetig ab; sie hört aber erst bei einem Potentiale, welches wesentlich niedriger liegt als dasjenige, bei welchem die Entladung anfing, wieder vollständig auf. Dieses Potential, bei welchem die Entladung aufhört, wird von ihm *Minimumpotential* (M. P.) genannt. Die Untersuchungen Röntgens beschränken sich im wesentlichen auf eine *positiv* geladene Spitze, und es wurden die folgenden einfachen Beziehungen erhalten:

1. Bei Drucken über 200 mm Hg ist die Zunahme des Druckes für trockene, kohlensäurefreie Luft wenigstens sehr nahe der Zunahme des Minimumpotentials proportional. Unter dieser Grenze nimmt das Minimumpotential verhältnismäßig viel rascher ab.

2. Für verschiedene Gase ergab sich bei demselben Drucke (205 und 110 mm Hg) das Produkt aus der mittleren freien Weglänge und dem Minimumpotential nahezu konstant.

3. Bei feuchter Luft ist das Minimumpotential viel größer, als bei trockener.

4. Unter gleichen Umständen ist für Luft und Wasserstoff das Minimumpotential bei negativer Ladung der Spitze kleiner als bei positiver.

Für die Beziehungen zwischen der entladenen Elektrizitätsmenge und der Potentialdifferenz zwischen Spitze und Platte bei einem bestimmten Drucke, sowie für die entladene Elektrizitätsmenge und Druck bei konstanter Potentialdifferenz ließen sich dagegen für Luft keine einfachen Beziehungen erkennen.

Warburg²⁾ fand für Luft, daß für Potentiale zwischen ± 4800 und ± 12000 Volt bei einem Abstände von Spitze-Platte von 1—7 cm zwischen der in der Achse des Apparates

1) W. C. Röntgen, Gött. Nachr. p. 390—404. 1878.

2) E. Warburg, Wied. Ann. 67. p. 69—83. 1899.

abgestrahlten Elektrizitätsmenge E und dem Potentiale V die Beziehung gilt:

$$E = C \cdot V (V - M),$$

wo C eine von den Dimensionen des Apparates abhängige Konstante und M das Minimumpotential ist.

Sieveking¹⁾ stellte für Potentiale kleiner als ± 5000 Volt die Formel

$$E = a(V - M)$$

als seinen Versuchen entsprechend auf, wo a eine andere Konstante vorstellt.

Tamm²⁾ findet für Luft, daß das zu Anfang einer Versuchsreihe bestimmte Minimumpotential immer größer war als das am Ende einer solchen, d. h. also, daß das Minimumpotential einen kleineren Wert erlangt, wenn man das Potential der Spitze immer mehr über das Anfangspotential erhöht. Er stellt die Formel auf:

$$E = c \cdot V \left(V - \frac{M_1 + M_2}{2} \right),$$

wo M_1 also der Wert des Minimumpotentials ist, welcher eintritt, wenn man die Spannung nicht weit über das Minimumpotential erhöht hat, dagegen M_2 das durch lebhaften Stromdurchgang verminderte Minimumpotential.

Als Beziehung zwischen den bei verschiedenen Drucken übertragenen Elektrizitätsmengen stellte letzterer weiter die empirische Formel auf:

$$E_x = E_{76} \left\{ \frac{76}{x} - \sqrt[3]{\frac{V}{10^5}} \lg \left(\frac{76}{x} \right) \right\}^2,$$

wo V das Spitzenpotential bedeutet, und zwar für beide Vorzeichen.

Als Abhängigkeit des Minimumpotentials vom Drucke wurde gefunden:

$$M_x = M_{76} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{76}{x} - \lg \left(\frac{76}{x} \right)}},$$

wo die M wieder die obigen Mittelwerte $\frac{1}{2}(M_1 + M_2)$ vorstellen.

1) H. Sieveking, Ann. d. Phys. 1. p. 299—311. 1900.

2) F. Tamm, Ann. d. Phys. 6. p. 259—279. 1901.

Welchen Einfluß die Schärfe der Spitze auf das Minimumpotential ausübt, ist von Precht¹⁾ untersucht worden. Außerordentlich scharfe Spitzen lassen sich bis rund 2500 Volt (in Luft) laden, ohne daß ein andauerndes Ausströmen stattfindet, dagegen erfolgen kleinere momentane Entladungen schon bei beträchtlich geringerer Spannung. Es zeigte sich ferner, daß zu einem kleineren Spitzenwinkel auch ein kleineres Potential gehört; dabei wurde beobachtet, daß die Spitze bei der positiven Entladung zerstäubt, während sie bei der negativen unverändert bleibt. Daß das negative Entladungspotential im allgemeinen kleiner als das positive gefunden wird, beruht auf der besonderen Versuchsanordnung, nämlich daß die Entladung gewöhnlich von einer Spitze zu einer in der Nähe angebrachten Plattenelektrode von großer Oberfläche stattfindet. Wird eine Spitze derart frei aufgestellt, daß sich keine Leiter in größerer Nähe befinden, so kann man oft das umgekehrte Verhalten beobachten, nämlich daß jetzt das positive Entladungspotential einen kleineren Wert besitzt als das negative.

Hier mag auf die bekannte, als elektrische Ventilwirkung bezeichnete Erscheinung hingewiesen werden. Schaltet man zwei Anordnungen von der oben besprochenen Art, bei denen immer eine ausgedehnte Plattenelektrode einer feinen Spitze gegenübersteht, einander derart parallel, daß die Platte der einen Anordnung mit der Spitze der anderen metallisch verbunden ist und entsprechend die beiden anderen Elektroden, und führt man dieser Kombination hochgespannten Wechselstrom zu, so ergibt sich, daß in jedem der beiden Ventile immer nur ein Strom *eines* Vorzeichens die Luftstrecke durchbricht, und zwar derjenige, wie man gewöhnlich sagt, bei dem die positive Elektrizität von der Platte zur Spitze übergeht. Diese Erscheinung entspricht also vollkommen den obigen Angaben.

Ändert man die Entfernung von der Spitze zur Platte, so kann man beobachten, daß bei kleinem Abstände die Entladungsspannung bedeutend herabgedrückt wird, bei wachsendem Abstände nimmt die Verminderung anfangs schnell, später sehr langsam ab.

1) J. Precht, Wied. Ann. 49. p. 150—183. 1893.

Der absolute Wert des Minimumpotentials erwies sich sehr davon abhängig, wie weit über das Anfangspotential hinaus die Spannung, und somit auch die Stromstärke gesteigert war, und auch davon, wie lange Zeit die Entladung gedauert hatte, d. h. also, die Vorgeschichte des Gases ist bei der Entladung von wesentlicher Bedeutung. Darum muß man bei diesen Untersuchungen immer erst eine gewisse Zeit verstreichen lassen, wenn man eine Messungsreihe beendet hat, bevor man eine folgende beginnt. Die Entladung hörte unter diesen Umständen nach Precht schon bei höheren Spannungswerten, jedenfalls infolge der Ladung der Luft vor der Spitze, ganz auf; Tamm hatte unter diesen Umständen (vgl. p. 785) eine Erniedrigung des Minimumpotentials konstatiert.

Einen wie großen Einfluß geringe Verunreinigungen in reinen Gasen vor allem auf die negative Spitzenentladung ausüben können, zeigen Versuche Warburgs¹⁾, welcher den Einfluß geringer Sauerstoffbeimengungen zu sonst reinem Stickstoff und Wasserstoff untersuchte. Während bei ganz reinen Gasen und etwa 3000—4000 Volt Spannungsdifferenz die Stromstärke bei negativer Spitze über 200 mal so groß war, als bei positiver, war dieselbe bei nur geringem Sauerstoffgehalte etwa 5 bis höchstens 20 mal so groß. Dieses Verhalten wird dadurch erklärt, daß der Sauerstoff das Bestreben zeigt, vor allem an den Trägern der negativen Elektrizität zu kondensieren und deren Beweglichkeit und somit auch das Ionisierungsvermögen derselben herabzusetzen. Darum hat man bei Untersuchungen über die Spitzenentladung in erster Linie auf allergrößte Reinlichkeit sowohl bei der Herstellung der Gase, als auch beim Aufbau des Untersuchungsapparates zu sehen.

Über den Einfluß der Temperatur auf die Spitzenentladung in Stickstoff und Wasserstoff liegen ebenfalls Versuche von Warburg²⁾ vor. Die Leitung in einem Gase wird für negatives Spitzenpotential bei Abkühlung verbessert, der Einfluß ist für Stickstoff größer als für Wasserstoff. Auch das negative Minimumpotential wird durch Abkühlung verringert. Der

1) E. Warburg, Ann. d. Phys. 2. p. 295—316. 1900.

2) E. Warburg, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 48. p. 1062—1067. 1902.

Temperatureinfluß ist bei positiver Entladung viel kleiner, und wird bei kleinen Potentialdifferenzen in demselben, bei größeren in entgegengesetztem Sinne als bei negativer Entladung ausgeübt. Das Minimumpotential für die positive Entladung nimmt ebenfalls mit sinkender Temperatur ab.

Auch im Helium ist bereits die Spitzenentladung von Warburg¹⁾ untersucht worden, doch ist an der zitierten Stelle nur wenig hierüber mitgeteilt: die negative Leitung des Heliums übertrifft die des Wasserstoffs und Stickstoffs bei weitem; die Maschine war indessen nicht imstande, eine höhere Potentialdifferenz als -590 Volt im Helium hervorzubringen, während die positive Entladung $+5090$ Volt zuließ.

Man sieht also, daß es unbedingt notwendig ist, eine Reihe von reinen Gasen, namentlich auch die einatomigen, die in dieser Beziehung so ganz besondere Eigentümlichkeiten zeigen, systematisch durchzuuntersuchen, und dabei Druck und Temperatur gleichzeitig möglichst zu variieren. Ich war also vor allem darauf bedacht, mit Gasen zu arbeiten, die von einer Reinheit sind, wie sie sich überhaupt nur mit den uns zur Verfügung stehenden Mitteln darstellen lassen. Als wesentlicher Faktor ist in den allerletzten Jahren der Umstand in den Vordergrund getreten, daß man die von ihrer Darstellung her immer mehr oder weniger feuchten Gase mittels flüssiger Luft durch Ausfrieren des Wasserdampfes oder durch direkte Kondensation²⁾ derselben mittels flüssiger Luft und nachheriges Verdampfenlassen, man kann wohl sagen, vollkommen trocken darstellen kann. Da natürlich auch alle Fettdämpfe ferngehalten werden mußten, wenn ihr Dampfdruck bei den verhältnismäßig hohen Drucken auch nur minimal ins Gewicht fallen konnte, so wurden doch von einer bestimmten Stelle der Anordnung an, an der sich ein Quecksilberabschluß befand, weder Schliffe noch gefettete Hähne verwendet. Dagegen konnte das eigentliche Prüfungsgefäß von den übrigen Apparateilen durch einen aus zwei verschiedenen Glassorten bestehenden ungefetteten Glashahn, der außen nur mit Quecksilber

1) E. Warburg, Ann. d. Phys. 2. p. 295—316. 1900.

2) Vgl. H. Ebert u. P. Ewers, Ann. d. Phys. 10. p. 72—104. 1903; K. T. Fischer u. H. Alt, Münch. Ber. 32. p. 113—151. 1902.

gedichtet war, und sehr gut dicht hielt, abgeschlossen werden. Die Quecksilberdämpfe wurden zunächst, zum Teil wenigstens, durch ein mit Kupferspänen und Schwefelstückchen gefülltes Rohr zurückgehalten, sodann aber durch flüssige Luft vollkommen kondensiert.

Um die Gase unter ganz identischen Bedingungen untersuchen zu können, mußte der Apparat während der Dauer sämtlicher Untersuchungen beieinander bleiben. Man war dann darauf angewiesen, immer dieselbe Spitze verwenden zu müssen. Dieses könnte bedenklich erscheinen gerade mit Rücksicht auf die bekannte höchst merkwürdige Erscheinung der Edelgase, in das Spitzenmaterial hineinzukriechen und dasselbe zu korrodieren. Darum mußte ich eine sehr scharfe Kontrolle üben und nach Beendigung der Messungsreihen nochmals einige Reihen mit einem von den zuerst geprüften Gasen ausführen. Ergaben sich dann innerhalb der Genauigkeitsgrenzen, die man von den Resultaten erwarten konnte, die gleichen Werte, wie zu Anfang, so war damit nachgewiesen, daß die gewonnenen Resultate von der Verwendungsdauer der Spitze unabhängig sind. In der Tat erwies sich mit einer Kontrollreihe, die mit Wasserstoff ausgeführt wurde, die gewünschte Unabhängigkeit vollkommen bestätigt.

Apparate.

Als Elektrizitätsquelle diente eine 40-plattige, sich selbst erregende Töplersche Influenzmaschine¹⁾ mit 20 beweglichen und 20 feststehenden Scheiben aus dem mechanischen Institute von Oskar Leuner in Dresden, welche bis zu etwa 10000 Volt Spannungsdifferenz im Maximum einen Strom von etwa $3,6 \cdot 10^{-4}$ Amp. Stärke lieferte. Um die Schwankungen in der Stromstärke zu beseitigen, welche durch unvermeidliche Ungleichmäßigkeiten im Gange der Maschine auftreten, da dieselbe durch einen Elektromotor angetrieben wurde, der von der Lichtleitung des hiesigen Institutes unter Vorschalten eines entsprechenden Widerstandes gespeist wurde, wurde immer gerade der Pol der Maschine, welcher mit der Spitze des Entladungsgefäßes verbunden war, mit den inneren Belegen zweier größerer Leidener Flaschen verbunden, deren äußere Belege

1) Vgl. P. Ewers, Wied. Ann. **69**. p. 167—199. 1899.

dauernd an Erde lagen. Der andere Pol der Maschine war dann ebenfalls immer zur Erde abgeleitet.

Die übertragenen Elektrizitätsmengen wurden mit einem isoliert aufgestellten Edelmannschen Differentialspulgaltanometer mit Spiegelablesung gemessen, dessen eine Wickelung, um eine möglichst große Dämpfung zu erzielen, kurz geschlossen war. Um dasselbe für einen möglichst großen Strombereich verwenden zu können, konnten zwei abgepaßte Widerstände zu demselben parallel geschaltet werden. Die Empfindlichkeitsbereiche waren bei 2 m Skalenabstand und 200 Skt. (Doppelmillimeter):

1. Ohne Parallelwiderstand $1,35 \cdot 10^{-6}$ bis $2,7 \cdot 10^{-6}$ Amp.
2. Mit großem Parallelwiderstand (21Ω) $1,35 \cdot 10^{-7}$ bis $2,7 \cdot 10^{-5}$ Amp.
3. Mit kleinem Parallelwiderstand (1Ω) $2,6 \cdot 10^{-6}$ bis $5,2 \cdot 10^{-4}$ Amp.

Dieses Galvanometer war zwischen Entladungsapparat und Erde geschaltet.

Die Spannungen wurden mit einem von Prof. Th. Edelmann gebauten Ebert-Hofmannschen Plattenvoltmeter gemessen, welches bei bifilarer Suspension des in der Mitte zwischen den beiden Platten, denen für die folgenden Versuche eine ein für allemal feste Stellung gegeben war, angebrachten

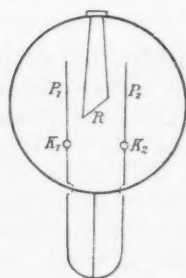


Fig. 1.

Rotationsellipsoids für Messungen bis zu 10000 Volt verwendet werden konnte. Da das Instrument ursprünglich zum Messen von Wechselstromspannungen konstruiert war, so mußte eine besondere Schaltung angewandt werden, um es auch für die hier zur Verwendung kommenden Gleichspannungen benutzen zu können. Schematisch gezeichnet besteht das Instrument (Fig. 1) aus den folgenden wesentlichen Teilen: den beiden zur Erzeugung des möglichst homogenen elektrischen Feldes dienenden kreisrunden Platten P_1 und P_2 , die jede für sich vom Gehäuse isoliert aufgestellt ist und ihre eigene Zuleitung hat, und dem Drehkörper R , der durch die metallische Aufhängung mit dem ganzen übrigen Apparate leitend verbunden ist. Hat man Wechselstrom zu messen, so legt man die Pole an die Klemmen K_1 und K_2 , und der in der Mitte befindliche Körper R

befindet sich dauernd mit dem zur Erde abgeleiteten Gehäuse auf dem Potentiale 0, d. h. auf dem arithmetischen Mittelwerte der Spannungen auf den beiden Platten P_1 und P_2 . Die angreifenden Kräfte liegen symmetrisch zur Drehungsachse und bilden ein Kräftepaar, es erfolgt eine reine Drehung, das Ellipsoid erfährt keinen einseitigen Zug. Würde man nun beim Messen von Gleichspannungen etwa die Platte P_1 an Erde legen, die Platte P_2 mit dem zu messenden hohen Potentiale verbinden und den Drehkörper samt Gehäuse entweder isoliert aufstellen, indem das ganze Instrument auf Paraffinblöcke gestellt wird, oder auch zur Erde ableiten, so hat P_1 konstant das Potential 0, R hat im ersten Falle anfangs das Potential 0 und bekommt allmählich höchstens eine Ladung durch Isolationsfehler, und P_2 befindet sich auf dem zu messenden Potentiale. Da demnach P_1 und R gleiches oder doch nahezu gleiches Potential haben, P_2 aber ein wesentlich verschiedenes, so haben wir hier kein reines Kräftepaar, sondern der ganze Körper R wird in der Hauptsache von P_2 angezogen und erfährt natürlich auch gleichzeitig eine kleine Drehung. Da das Instrument in seiner praktischen Ausführung mit einer sehr guten Kupferdämpfung versehen ist, die den dämpfenden Körper sehr eng umschließt, so verträgt das Ellipsoid nur ganz geringe Abweichungen aus der Achse des Instrumentes, so daß es schon bei kleinen Spannungen unter den soeben geschilderten Verhältnissen „hängen“ würde. Man kann dasselbe nun auf einfache Weise in ein sehr brauchbares Gleichstrominstrument für hohe Spannungen verwandeln. Man hat nur dafür zu sorgen, daß die Verhältnisse die analogen wie bei den Wechselstrommessungen sind, d. h. der Rotationskörper R muß sich immer auf einem Potentiale befinden, welches gleich dem arithmetischen Mittel der Potentiale von P_1 und P_2 ist. Dieses wurde in der Weise herbeigeführt, daß die beiden Klemmen K_1 und K_2 durch einen etwa 1 m langen mit Glyzerin befeuchteten frei hängenden Baumwollfaden verbunden wurden, zu dessen Mitte ein mit dem auf Paraffin isoliert aufgestellten Gehäuse und also auch mit R verbundener Kupferdraht führte. Der Widerstand dieser feuchten Schnur war so groß, daß ein merklicher Stromverlust durch diesen Nebenschluß sich nicht fühlbar machte, da die Maschine ge-

nügend nachzuliefern imstande war. Auf diese Weise befand sich R immer auf einem Potentiale, das gleich der Hälfte des an P_2 angelegten war. Bei dieser Anordnung hat sich dann das Instrument bis 10000 Volt völlig bewährt. Die Eichung des Instrumentes wurde mit Hilfe eines absoluten Zylinder-elektrometers nach Bichat und Blondlot¹⁾ ausgeführt, und die Eichkurven für die verschieden weiten Bifilaraufhängungen lieferten, wie auch gefordert wird, wenn man die Spannungen als Abszissen und die Quadratwurzeln aus den Ausschlägen als Ordinaten aufträgt, genau gerade Linien.

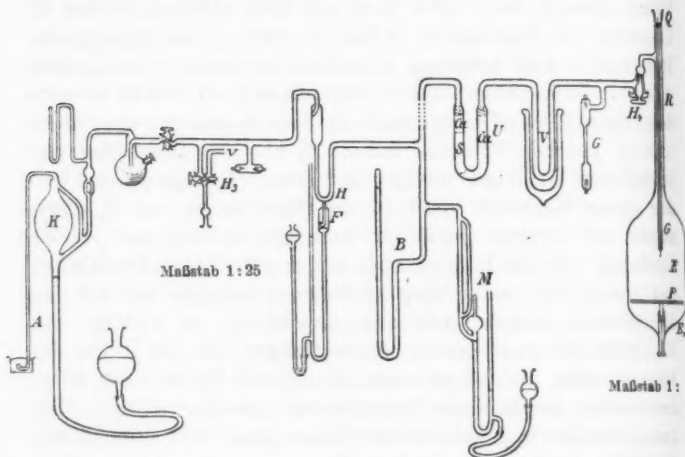


Fig. 2.

Die höheren Drucke wurden mit einem von der Glasinstrumentenfabrik Joh. Greiner in München zum Anschmelzen an den übrigen Apparataufbau hergestellten Quecksilberbarometer mit Spiegelglasskala, sehr tiefe Drucke mit einem McLeodschen Manometer gemessen; die Angaben des letzteren kommen bei den eigentlichen Messungen aber nicht vor; sie dienten nur dazu, festzustellen, daß nach dem Untersuchen

1) E. Bichat u. R. Blondlot, Compt. rend. 102. p. 753—756. 1886.

eines Gases auch die letzten Spuren desselben beseitigt waren, um sodann ein anderes Gas einführen zu können.

Alle diese Hilfsmittel sind natürlich ebenfalls von dem eigentlichen Versuchsgefäße durch ein mit Schwefelstückchen und Kupferspänen gefülltes Rohr sowie durch ein in flüssige Luft tauchendes U-Rohr getrennt.

Der Entladungsapparat bestand aus einem 7 cm weiten, etwa 9 cm langen Glasrohre, welches unten, wie in der Fig. 2 bei E_1 angedeutet, verschmolzen war und die Plattenelektrode P von 6 cm Durchmesser, aus vernickeltem Messing bestehend, trug. Oben war ein längeres, 0,8 cm weites Rohr R angesetzt, in dem sich die Spitze aus Platin von 0,25 mm Dicke und 3 mm Länge tragende Glasrohr G befand. Der kürzeste Abstand von Spitze und Platte betrug 3,5 cm. Seitlich bei H_1 befand sich möglichst nahe an R der bereits oben p. 788 erwähnte ungefettete Glashahn mit Hg-Dichtung, so daß die Untersuchungen trotz der großen Temperaturdifferenzen, die angewandt wurden, doch bei konstanter Dichte ausgeführt werden konnten.

Der zur Spitze führende und mit ihr verlötete Draht führte zu dem Quecksilberkontakte Q .

Die Regulierung der von der Maschine gelieferten Elektrizitätsmenge und somit auch der Spannung der Spitze geschah durch zwei hintereinandergeschaltete und nebeneinander angebrachte Glycerinwiderstände, die zu dem Entladungsapparate parallel geschaltet waren. Der der Maschine zunächst geschaltete Widerstand, vgl. Fig. 3, bestand aus einem 50 cm langen, 4 mm weiten Glasrohre, in das unten ein Platindraht als Elektrode eingeschmolzen war, und das sich oben kugeltrichterförmig erweiterte, um ein Überfließen des Glycerins beim Hineinschieben der zweiten Elektrode zu verhüten, die aus einem außen 3 mm weiten Glasrohre von etwa 60 cm Länge bestand, in das unten ebenfalls ein Platindraht eingeschmolzen

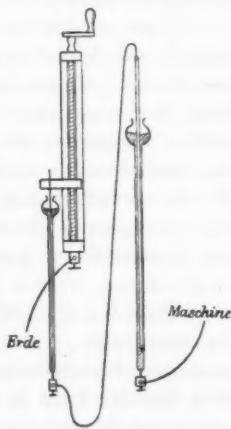


Fig. 3.

und mit dem im Innern des Rohres ein Kupferdraht verlötet war, der zu dem zweiten Glyzerinwiderstand führte. Während dieser erste Widerstand durch Herausziehen oder Hineinschieben des inneren Glasrohres ein schnelles Ändern der Spannung und der Stromstärke gestattete, diente der zweite vor allem dazu, auf eine bestimmte Spannung genau einstellen zu können und dieselbe längere Zeit konstant zu halten. In ein Glasrohr von 30 cm Länge, das oben wiederum kugelförmig erweitert war, war unten ein Platindraht eingeschmolzen. Im Innern des Rohres ließ sich ein an seinem unteren Ende mit einem kurzen Platindrahte versehener Kupferdraht dadurch verschieben, daß derselbe an eine mit einer Führung versehene Schraubenmutter angelötet war, und die Mutter sich auf einer etwa 25 cm langen Schraube von etwa 1 mm Ganghöhe mittels einer Kurbel fortbewegen ließ. Die Schraube, sowie die mit ihr verbundene Kurbel waren direkt mit der Erdleitung verbunden, so daß man hier ganz ungefährdet die Feinregulierung ausführen konnte.

Diese Regulierwiderstände waren an einem größeren Stative seitlich in einer solchen Höhe angebracht, daß man sie sitzend bequem mit der Hand fassen konnte. In Augenhöhe befanden sich zwei Fernrohre nebeneinander, deren äußere Okularblenden den gleichen Abstand wie die Pupillen des Beobachters voneinander hatten, und über denselben waren in den erforderlichen Stellungen zwei Skalen angebracht, so daß die ganzen Beziehungen zwischen den Spannungen und den Stromstärken genau gleichzeitig von einem Beobachter aufgenommen werden konnten.

Außerdem führten zu dem Beobachtungsplatze drei Schnüre, die gestatteten, entweder einen von den beiden oben p. 790 erwähnten Widerständen zum Galvanometer parallel zu schalten oder dasselbe kurz zu schließen. Die Kontakte bestanden alle aus Quecksilbernäpfchen in Paraffinklötzen, die durch isoliert angebrachte U-förmige Kupferdrähte mittels der eben erwähnten Schnüre verbunden werden konnten. Man konnte auf diese Weise mitten in einer Messungsreihe bequem die Nulllage des Instrumentes kontrollieren und ohne weiteres von einer der drei Empfindlichkeiten zu einer anderen übergehen.

An dem Stative war auch noch der oben p. 789 erwähnte

Kurbelwiderstand zum Ein- und Ausschalten des die Influenzmaschine treibenden Elektromotors angebracht.

Die Apparatanordnung war nun folgendermaßen getroffen, vgl. Fig. 2:

Von der Geisslerschen Quecksilberpumpe *K*, deren Gasableitungsrohr *A* unten U-förmig umgebogen war und in eine mit Quecksilber gefüllte pneumatische Wanne tauchte, um bei den zur Untersuchung kommenden Edelgasen dieselben wieder auffangen zu können, führte ein Rohr mit möglichst weitem Lumen zunächst zu einem Hahne, so daß die Pumpe für sich von der übrigen Apparatanordnung abgeschlossen werden konnte. Gleich darauf mündet von der Seite her ein Rohr, welches von einem mit einem Schliffstücke verschmolzenen Dreiweghahne kommt, durch den die zu untersuchenden Gase eingeleitet werden. Hierauf folgt ein kurzes weites Entladungsrohr, welches den Zweck hat, den Inhalt des ganzen Apparates bei sehr hohen Drucken bis Atmosphärendruck durch Hindurchsenden kräftiger Entladungen unter Zuhilfenahme einer Leidener Flasche untersuchen zu können. Bei *H* ist sodann ein Quecksilberabschluß angebracht, welcher für gewöhnlich geschlossen gehalten wird; in dem nun folgenden Apparateile besteht alles nur aus Glas und somit ist jede Verunreinigung durch Fettdämpfe etc. besonders bei niederen Drucken vollkommen ausgeschlossen. Da man selten in der Lage ist, Quecksilberschläuche zu haben, die vollkommen dicht halten, so wurde bei dem Quecksilberabschlusse und dem sich anschließenden McLeodschen Manometer *M* die in der Figur skizzierte Anordnung getroffen.

Man erkennt sofort, daß in dem Falle, daß Luftblasen durch den Schlauch dringen, dieselben in dem offenen Seitenschenkel¹⁾ unbeschadet aufsteigen können und man nicht mehr zu befürchten braucht, daß sich die bei *F* zur Sicherheit noch angebrachte Luftfalle innerhalb kurzer Zeit einmal ganz füllen und so das in dem Apparate enthaltene Gas verunreinigt werden könnte. Bei *B* und *M* sind die oben p. 792 erwähnten Druckmeßinstrumente angebracht, nämlich das gewöhnliche

1) Vgl. H. Ebert, Anleitung zum Glasblasen III. Aufl. p. 97 u. 100. 1904.

Quecksilberbarometer und das Mc Leodsche Manometer. *U* ist ein mit Stückchen von Stangenschwefel und Kupferdrehspänen gefülltes U-Rohr, welches den Zweck hat, Quecksilberdämpfe nach Möglichkeit zurückzuhalten. Das U-Rohr *V* taucht in ein mit flüssiger Luft gefülltes kleines Weinholdsches¹⁾, sogenanntes Dewarsches Vakuumgefäß, durch welches das Gas nochmals getrocknet, von allen kondensierbaren Bestandteilen befreit und der Partialdruck des Quecksilbers auf ein Minimum herabgesetzt wird. Das Geisslerröhrchen *G* dient zur spektroskopischen Untersuchung der Gasfüllung bei tiefen Drucken. Die Anordnung endet in dem schon besprochenen eigentlichen Entladungsapparate *E*, welcher durch den Hahn *H*₄ von den übrigen Apparateilen abgeschlossen werden kann.

Von den Polen der Influenzmaschine führten die beiden Drähte zu einem aus Paraffin hergestellten Kommutator, einer sogenannten Spinne; ein Draht führte von hier aus zu dem Entladungsapparate, und an ihn waren die zu den Leidener Flaschen, dem Voltmeter und den Regulierwiderständen führenden Drähte an geeigneten Stellen angelötet, wie überhaupt alle Drahtverbindungen entweder verlötet waren oder der Kontakt durch Quecksilber hergestellt war; auf diese Weise konnten nirgends Funkenstrecken störend einwirken. Der Draht selbst war an verschiedenen Stellen an Hartgummiisolatoren mit Natrium-Innentrocknung aufgehängt und demnach ganz vorzüglich isoliert. Der zweite Draht war ebenso wie das Gehäuse der Influenzmaschine und die äußeren Belege der Leidener Flaschen an Erde gelegt.

Darstellung der untersuchten Gase.

Bei der großen Empfindlichkeit der Spitzenentladung schon kleinen Verunreinigungen gegenüber (vgl. oben p. 787) mußte eine ganz besondere Sorgfalt darauf verwendet werden, nur mit Apparaten zu arbeiten, die vollkommen aus Glas bestanden, d. h. deren einzelne Teile womöglich alle miteinander verschmolzen waren. Im folgenden möge etwas ausführlicher mitgeteilt werden, wie dieses erreicht wurde, und es ergab sich, daß die Gase von ganz besonderer Reinheit waren.

1) l. c. p. 64 u. 65.

1. Darstellung des Heliums.

Das für die Untersuchungen verwendete Helium wurde nach einer im hiesigen Institute ausprobierten Methode aus Cleveit durch Aufschließen mit Schwefelsäure dargestellt. Die Bereitung desselben zerfällt in zwei Stufen: a) Darstellung des Rohheliums, welches als Hauptverunreinigung noch Stickstoff enthält, b) Beseitigung aller Verunreinigungen, vor allem des Stickstoffs, durch Ausfunken.

a) Darstellung des Rohheliums.

Ein etwa 500 ccm fassender Kjeldalkolben wird mit 150 g gepulvertem Cleveit beschickt, und so viel Wasser hinzugesetzt, daß ein nicht zu dicker Brei entsteht. Der Kolben ist durch einen dreifach durchbohrten Gummistopfen verschlossen, durch dessen eine Bohrung ein Tropftrichterrohr etwa 2 cm weit in den Hals hineinführt, durch welches später 225 g reine Schwefelsäure zugesetzt werden; durch die zweite Bohrung führt ein von einem für kontinuierliche Gasentwicklung umgeänderten Thiele'schen Kohlensäureentwicklungsapparate kommendes Glasrohr fast bis auf den Boden des Kolbens, auf jeden Fall in den wässrigen Cleveitbrei hinein. Hiermit wird bezweckt, durch Hindurchleiten von Kohlensäure die an dem gepulverten Gestein anhaftenden Luftbläschen fortzunehmen. Nach genügend langem Durchspülen des Kjeldalkolbens und der darauf folgenden Absorptionsgefäße mit Kohlensäure, bis alle Luft durch letztere verdrängt ist, kann der Kohlensäureentwicklungsapparat durch einen Glashahn abgeschlossen werden. Durch die dritte Bohrung führt das Gasableitungsrohr zu einer mit einem doppelt durchbohrten Gummistopfen versehenen Vorlage, die von einem weiteren Gefäße mit Abflußrohr umgeben ist, in dem sich Eiswasser und Eisstückchen befinden. Hier kondensiert, wenn der Kjeldalkolben nach dem Hinzusetzen der Schwefelsäure zum Cleveit mittels einer Bunsenflamme allmählich immer kräftiger erhitzt wird, das zum Aufschlemmen verwendete Wasser, so daß eine darauffolgende Schwefelsäuretrockenflasche lange Zeit genügend wirksam bleibt. Hinter die Trockenflasche ist ein Verbrennungsofen geschaltet, der mit Kupferoxyd beschickt ist, um nebenbei entstehende Kohlenwasserstoffe und Wasserstoff zu absorbieren.

Hierauf folgen zwei Waschflaschen, die mit Chromsäurelösung beschickt sind, um nebenbei auftretende schweflige Säure zu absorbieren. Da das Helium nur in einer solchen Menge entwickelt wird, daß es nur einen kleinen Teil des Apparates anfüllen würde, so mußte es von einem langsamen Kohlensäurestrom mitgenommen werden. Es wurde schließlich durch ein Gasentbindungsrohr, welches an einer Stelle kugelförmig aufgeblasen war, um ein Rücksteigen der Kalilauge, über der das Gas aufgefangen wurde, zu verhindern, in eine Funkflasche geleitet und der Kohlensäurestrom erst dann abgestellt, wenn das Flüssigkeitsniveau in letzterer längere Zeit konstant blieb. Eine einmalige solche Prozedur lieferte bei der obigen Menge Cleveit etwa 120 ccm Rohhelium.

b) Das Ausfunken.

Unter mehrmaligem, gewöhnlich zweimaligem Hinzufügen von überschüssigem Sauerstoff wurde das Helium über Kalilauge gefunkt, bis kein Zurückgehen des Gasvolumens während 24 Stunden mehr zu konstatieren war. Darauf wurde das Gas durch einen auf die Funkflasche gesetzten Schliff nach Evakuieren aller Verbindungsräume in einem größeren Quecksilbergasometer hineingesaugt und von hier aus durch Hineinleiten in kleine, etwa 30 ccm fassende Auffanggläschen über Quecksilber durch reinsten Phosphor, der von außen durch Erwärmen mit einem Bunsenbrenner zur Entzündung gebracht wurde, von dem Sauerstoff befreit und durch das sich dabei bildende Phosphorpentoxyd zugleich vorgetrocknet. Die endgültige Trocknung geschah, wie bei allen Gasen, durch flüssige Luft. Das auf diese Weise erhaltene Helium erwies sich, spektral untersucht, vollkommen rein.

Es wurden im ganzen 950 ccm reinstes Helium dargestellt.

2. Darstellung des Argons.

Das Ausgangsmaterial für das Argon bildeten die Verdampfungsrückstände von etwa 1800 Liter flüssiger Luft, die uns in liebenswürdigster Weise von der Gesellschaft für Linds Eismaschinen, Abteilung für Gasverflüssigung in Höllriegels-

kreuth¹⁾ zur Verfügung gestellt waren. Nachdem diese Rückstände bis auf zwei Liter eingedampft waren, holte ich mir den kostbaren Rest persönlich und ließ ihn noch acht Tage lang bis auf etwa einen Liter Flüssigkeit eindampfen, um ihn dann auf die Reindarstellung der in ihm enthaltenen Edelgase hin, zunächst des Argons, zu verarbeiten.

Die Reindarstellung des Argons wurde im wesentlichen nach dem von Ramsay und Travers²⁾ angegebenen Verfahren in fünf Stufen ausgeführt:

a) Beseitigung des Sauerstoffs, b) des Stickstoffs, c) von Wasserstoff und Kohlenoxyd, d) Funken mit Sauerstoff über Kalilauge, e) Trennung von den übrigen Edelgasen durch fraktionierte Destillation.

a) Beseitigung des Sauerstoffs.

Eine nach der Hempelschen Methode³⁾ (metallisches Kupfer in ammoniakalischer Lösung von anderthalbfach kohlensaurem Ammonium) ausgeführte Bestimmung des Sauerstoffgehaltes des direkt aus der Weinhold'schen Flasche entweichenden Gasgemisches ergab zu Beginn der Sauerstoffabsorption 93,4 Proz. Sauerstoff.

Um die unter gewöhnlichen Verhältnissen nur sehr langsame Verdampfung zu beschleunigen, wurde ein dicker Kupferdraht gasdicht durch den Stopfen in die flüssige Luft geführt und draußen mit einer Bunsenflamme schwach erwärmt. Aus dem Absetzen des Reifes auf demselben konnte man sich eine ungefähre Vortellung von dem Temperaturgradienten in demselben machen und die Wärmezufuhr dann leicht so regulieren, daß eine ganz bestimmte Gasmenge in einer bestimmten Zeit verdampfte. Im vorliegenden Falle verdampften bei mäßigem Heizen des Drahtes etwa 40 Liter Gas in der Stunde, wurde derselbe dagegen ganz weggelassen, nur 5,3 Liter stündlich.

Das entweichende Gas wurde durch glühendes Kupfer in zwei Eisenrohren (sog. Mannesmannröhren), die an den Enden

1) Es soll nicht versäumt werden, auch an dieser Stelle nochmals hierfür unseren Dank auszusprechen.

2) W. Ramsay und M. W. Travers, Phil. Trans. A. 197. S. 47 bis 90. 1901.

3) W. Hempel, Gasanalyse. III. Aufl. p. 143. 1900.

mit Verschraubungen versehen waren, von 3,3 cm lichter Weite, 2,5 mm Wandstärke und 105 cm Länge von Sauerstoff befreit. Jedes Rohr war imstande etwa 12 Liter Sauerstoff zu absorbieren, und da etwa 750 Liter gasförmiger Sauerstoff zu absorbieren waren, so mußte jedes der beiden Rohre über 30 mal reduziert werden. Die Rohre wurden nicht gleichzeitig zum Absorbieren verwendet, sondern während das eine absorbierte, wurde das andere reduziert und umgekehrt. Zur Reduktion waren, wie man leicht sieht, etwa 1500 Liter Wasserstoffgas erforderlich; da eine Bereitung solch enormer Wasserstoffmengen mit Hilfe eines Kippschen Apparates, der ja gewöhnlich zu Reduktionen verwendet wird, nicht möglich gewesen wäre, so wurde verdichteter, in Stahlbomben käuflicher Wasserstoff verwendet, der noch zum Zwecke der Reinigung durch eine Waschflasche mit Pyrogallol in Kalilauge, eine Waschflasche mit Kaliumpermanganat und zum Trocknen durch zwei Schwefelsäuretrockenflaschen geleitet wurde.

Da selbst bei nur gelindem Heizen mehr verdampfte, als absorbiert werden konnte, zumal eine Reduktion gewöhnlich doppelt solange dauerte als eine Oxydation, und da während der Nacht nicht gearbeitet wurde, so waren für diese erste Absorptionsstufe mehrere Gasometer erforderlich, in denen man die nicht absorbierten Verdampfungsprodukte aufspeichern konnte. Es waren die folgenden Zinkgasometer vorhanden, bez. wurden angeschafft: ein großer von 280 Liter Fassungsvermögen, ein mittlerer von 110 Liter und ein kleinerer von 41 Liter Inhalt. Anfangs wurde mit den beiden größeren Gasometern gearbeitet; erst als der Gasrest genügend weit zusammengeschrunpft war, wurde der größte außer Betrieb gesetzt und dafür der kleinste mitbenutzt. Aus der Zahl der Oxydationen der Verbrennungsröhren und ihrer Kapazität und der in den Gasometern noch vorhandenen Gasmenge wurde berechnet, daß etwa 800 Liter Gas erhalten wurden, die nach Absorption des Sauerstoffs auf 45 Liter zusammengingen.

Da nach Ladenburg und Krügel¹⁾ in der flüssigen Luft

1) A. Ladenburg u. C. Krügel, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin. 2. p. 727—728. 1900.

das Krypton als gelöster fester Körper enthalten ist, so wurde der letzte Rest (8 Liter) besonders aufgefangen und soll auf Krypton weiter verarbeitet werden.

Mit einem kleinen Teile dieses Restes wurde das von C. Runge¹⁾ beobachtete Verhalten, explosiv zu sein, zu verifizieren versucht; es war aber nicht möglich, eine derartige Einwirkung des elektrischen Funkens auf das Gas zu bemerken, so daß die obige Bemerkung wohl in einer ganz besonderen Beschaffenheit (vielleicht Verunreinigung durch Kohlenwasserstoffe) der dort verwendeten Luft begründet sein dürfte.

b) Absorption von Stickstoff.

Der von Sauerstoff befreite Luftrest von 45 Liter wurde nunmehr von Stickstoff befreit. Dieses geschah ebenfalls in den schon oben p. 800 erwähnten Eisenrohren, die mit der Hempelschen Mischung²⁾, einem Gemenge von 200 g Kalk, 40 g Magnesiumpulver und 10 g metallischem Natrium, beschickt wurden. Der Kalk war käuflicher Kalk aus Marmor, der in Portionen von 100 g in einem Graphittiegel in einem Perrototofen 3 Stunden lang direkt vor der Verwendung nochmals ausgeglüht wurde. Das Natrium wurde in einer Presse zu Draht gepreßt und direkt vor dem Zusammenmischen der Substanzen in kurze Stückchen geschnitten. Anfänglich wurden die Eisenrohre durch aufgeschliffene und durch Messingverschraubungen festgepreßte Kupferscheiben gedichtet und außen an den Verschraubungsstellen noch mit Wasserglas überzogen. Es erwies sich aber schließlich als vorteilhafter, die Verschraubungen noch zu verlöten.

Die Apparatanordnung war folgendermaßen getroffen: Von dem die 45 Liter Gas, aus denen der Stickstoff entfernt werden sollte, enthaltenden Gasometer führte ein Rohr zu zwei möglichst kleinen Waschflaschen, von denen die erste Kalilauge, die zweite konzentrierte Schwefelsäure enthielt. Von hier aus führte unter Zwischenschaltung eines Glashahnes ein Rohr zu einem mit Phosphorpentoxyd gefüllten Trockenrohre, welches auf seiner anderen Seite in das mit der Hempelschen Mischung

1) C. Runge, *Astrophys. Journ.* 10. p. 73—79. 1899.

2) W. Hempel, *Gasanalyse*. III. Aufl. p. 150. 1900.

gefüllte Eisenrohr mittels Siegellack eingekittet war. Damit der Siegellack während des Heizens des Rohres nicht weich wurde, wurden mittels feuchter Tücher, die fast fortwährend mit kaltem Wasser begossen wurden, die Verkittungsstellen kühl gehalten. Auf der anderen Seite des Eisenrohres folgte zunächst wieder ein mit Phosphorpentoxyd gefülltes Rohr und hierauf ein kleiner, durch einen Glashahn abschließbarer Gasometer, in dem die Edelgase nach dem Passieren der Hempelschen Mischung in nahezu reinem Zustande aufgefangen wurden.

Außerdem führte ein Seitenrohr zu einer gut funktionierenden Wasserstrahlpumpe und zu einem reduzierten Quecksilbermanometer, damit vor Beginn der Absorption der Apparat möglichst bequem evakuiert und die während etwa anderthalb Stunden nach dem Anheizen sich aus der Kalk-Magnesium-Natriummischung entwickelnden Gase, hauptsächlich Wasserstoff, leicht entfernt werden konnten. Es war auch noch ein Geißlerrohr und eine Quecksilberluftpumpe mit angeschlossen, so daß man während des Prozesses kleine Proben von dem Gase entnehmen und den Fortgang der Absorption überwachen konnte.

Wenn irgend möglich, wurde immer Glas gewählt und alles miteinander verschmolzen. Wo dieses indessen nicht angängig war, erwies sich ein sehr dickwandiger, frischer, roter sog. Quecksilberschlauch als sehr brauchbar, wenn die Schlauchenden außerdem noch mit Wachskolophoniumkitt überzogen wurden.

Eine Füllung mit der Hempelschen Mischung absorbierte etwa 7 Liter Stickstoff, so daß sechs Füllungen zur Absorption desselben erforderlich waren; es blieben schließlich 6 Liter Gas übrig.

Ramsay und Travers geben in ihrer oben erwähnten Arbeit an, man dürfe das Magnesium-Kalk-Gemisch nur bis zu schwacher Rotglut erhitzen, da sonst durch die bei dem Absorptionsprozeß auftretende Wärme das Rohr schmelzen könnte. Bei der vorliegenden Untersuchung stellte sich heraus, daß dieser Fall jedenfalls erst bei beträchtlich höheren Temperaturen eintreten wird; dagegen machte sich ein anderes Verhalten besonders zu Anfang, als der Grund noch nicht erkannt war, sehr störend bemerkbar, nämlich daß anfangs das Gasvolumen infolge der Stickstoffabsorption zwar beträchtlich ge-

ringer wurde, bei mehrmaligem Hinübersenden über die Mischung indessen bisweilen wieder zunahm und einmal sogar das ursprüngliche Volumen wieder erreicht wurde. Es zeigte sich nun, daß eine ganz bestimmte, verhältnismäßig tief liegende Temperatur für eine vollkommene Absorption des Stickstoffs erforderlich ist; wird dieselbe nicht erreicht, so wird nicht aller Stickstoff absorbiert, wird die Temperatur nur wenig überschritten, so wird die soeben gebildete Stickstoff-Calciumverbindung wieder gelöst.

c) Absorption von Wasserstoff und Kohlenoxyd.

Da der zur Absorption des Stickstoffs verwendete Kalk sich nicht vollkommen frei von Karbonat und Hydroxyd darstellen läßt, so bilden sich nebenbei immer kleine Mengen von Wasserstoff und Kohlenoxyd. Dieselben wurden dadurch beseitigt, daß man das Gas über Kupferoxyd in einem Verbrennungssofen schickte, in welchem der Wasserstoff zu Wasser oxydiert und das Kohlenoxyd zu Kohlensäure verbrannt wurde; letztere wurde durch Kalilauge absorbiert. Um in der Apparatanordnung kein Edelgas zurückzulassen, wurde mit Kohlensäure nachgespült.

Das so erhaltene, fast vollkommen reine Edelgasgemisch wurde zum Teil in zwei etwa $1\frac{1}{2}$ Liter fassenden Zinkgasometern mit Wasserabschluß, zum Teil in zwei etwa $1\frac{1}{2}$ Liter fassenden Glasgasometern mit einem Abschluß von konzentrierter Chlormagnesiumlösung aufgefangen und aufbewahrt.

d) Funken mit Sauerstoff über Kalilauge.

Zuerst wurden von dem in den Zinkgasometern aufgespeicherten Gase in einer Funkflasche nacheinander etwa je 150 ccm Gas mit 150 ccm reinem Sauerstoff versetzt und unter späterem nochmaligem Zusetzen einer entsprechenden Sauerstoffmenge so lange gefunkt, bis während 24 Stunden kein Rückgang des Gasvolumens mehr zu konstatieren war. Darauf wurde das Gas in der auf p. 798 angegebenen Weise vom Sauerstoff befreit und in den kleinen Gläschen aufgefangen. Dieselben wurden dann in zwei größeren dickwandigen Glasschalen, die etwa 3 cm hoch mit Quecksilber gefüllt waren, und die etwa 20 solcher Gläschen, welche senkrecht nebeneinander in

kleinen Haltern befestigt werden konnten, zu fassen imstande waren, aufgestellt und konnten so auch bequem transportiert werden.

Beim Funken dieses Edelgasgemisches wurde die sehr auffallende Bemerkung gemacht, daß bei jeder folgenden Füllung der Funkflasche mit Edelgas aus dem Zinkgasometer nach dem Zusetzen des Sauerstoffs eine immer stärkere Explosion des Gasgemisches stattfand, sobald der erste Funke übersprang; schließlich wurde dieselbe sogar so heftig, daß der ganze Apparat zertrümmert wurde. Wurde das Edelgas dagegen einem der oben erwähnten Glasgasometer entnommen, so blieb die Explosion aus. Eine Erklärung hierfür wird jedenfalls in dem bekannten Verhalten zu finden sein, daß die Edelgase (auch in Geisslerschen Röhren) gerne in die Metalle hineinkriechen und sich an die Stelle des in ihnen enthaltenen Wasserstoffs setzen. Der Wasserstoff diffundiert dann in das im Gasometer enthaltene Gas, und somit waren nach dem Zusetzen des Sauerstoffs alle Vorbedingungen für eine regelrechte Knallgasexplosion erfüllt. Gegenversuche mit Luft, die in demselben Gasometer gleichlange gestanden hatte, ergaben in der Tat die Erscheinung nicht.

e) Trennung des Argons von den übrigen Edelgasen mittels fraktionierter Destillation.

Sobald eine genügende Menge Edelgas gefunkt und gasphosphort war, wurde darangegangen, das Argon durch fraktionierte Destillation von den übrigen Edelgasen zu trennen. Zu dem Zwecke wurde das Edelgas zunächst aus den kleinen, durch Phosphor und Phosphorpentoxyd verunreinigten Gläschen mittels analoger Anordnungen, wie sie von Ramsay und Travers¹⁾ verwendet wurden, in einen etwas größeren Glasgasometer gesaugt, um dasselbe zuerst von den obigen Verunreinigungen zu befreien. Darauf wurde das Gas in den eigentlichen Fraktionierungsapparat übergefüllt, dessen in flüssige Luft tauchendes Kondensationskölbchen den Inhalt von 20 solchen Gläschen im verflüssigten Zustande aufzunehmen vermochte. Nachdem die Flüssigkeit, etwa $\frac{1}{2}$ ccm, einige Zeit

1) Vgl. H. Ebert, Glasblasen. III. Aufl. p. 105. 1904.

sich selbst überlassen gestanden hatte, so daß eine innige Vermischung derselben eingetreten war, wurde durch allmähliches Erniedrigen des Druckes über der Flüssigkeit durch Senken des Hebegefäßes bewirkt, daß die flüchtigsten Bestandteile, also in unserem Falle das Argon, zuerst verdampften. Dabei wurden die zu allererst verdampfenden 30 ccm Gas für sich aufgefangen und später wieder mitgefunkt, da in ihnen noch Spuren von Stickstoff enthalten sein konnten. Die Verdampfungsprodukte wurden wieder in kleinen Auffanggläsern aufgefangen und vorläufig in zwei Teile geteilt; die ersten $\frac{3}{5}$ wurden in ihren Gläsern belassen als in der Hauptsache Argon enthaltend; die letzten $\frac{2}{5}$, welche die schwerer verdampfenden Edelgase enthalten, wurden zusammen in einen Gasgasometer über Quecksilber gefüllt, um später auf Krypton etc. verarbeitet zu werden. Nach dieser ersten rohen Trennung wurde zu einer zweiten feineren geschritten, indem immer der Inhalt von 2 bez. 3 Gläsern in der Reihenfolge, wie sie bei der Verdampfung erhalten wurden, wieder gleichzeitig verflüssigt wurde und die ersten Verdampfungsprodukte, 1 bis 2 Gläsern, als nur Argon enthaltend vorläufig beiseite gesetzt und später in einen größeren Quecksilbergasgasometer von etwa 300 ccm Fassungsvermögen gefüllt wurden. Zu dem in dem Kondensationsgefäße zurückgebliebenen Reste von etwa 30 ccm Gas wurden dann wieder 2 Gläsern Edelgas zugetan und wieder der erste Teil der Verdampfungsprodukte wie vorhin beiseite gestellt. Diese Operation wurde so oft wiederholt, als Gas vorhanden war; der letzte Rest wurde schließlich besonders aufbewahrt, da in ihm noch Spuren von Krypton und Xenon vorhanden sind.

Diese Fraktionierung wurde mit mehreren Parallelreihen vorgenommen und es wurden auf diese Weise etwa 730 ccm ganz reines Argon erhalten und für die Versuche verwendet. Dieselben machen natürlich nur einen kleinen Teil der im ganzen aus dem Luftreste von 1800 Liter erhältlichen Argonmenge aus.

Eine spektroskopische Untersuchung des so gewonnenen Gases zeigte sämtliche charakteristischen Argonlinien und keine Linien, die nicht zu dem Spektrum gehören.

3. Darstellung des Wasserstoffs.

Um vollkommen reinen Wasserstoff zu erhalten, wurde der folgende Apparat zur elektrolytischen Wasserstoffgewinnung konstruiert. Das die Platinelektrode H von 60 cm^2 Oberfläche, Fig. 4, umschließende, etwa $2,5\text{ cm}$ weite Glasrohr J ist in das etwa 6 cm weite Rohr A eingeschmolzen, welches seinerseits die Elektrode O , ebenfalls von 60 cm^2 Oberfläche, enthält. Die

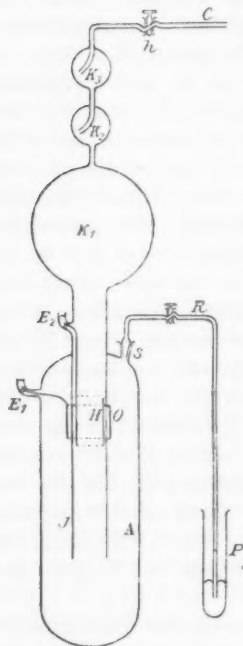


Fig. 4.

Zuleitungen zu den Elektroden befinden sich bei E_1 und E_2 . Der untere Rand von O befindet sich etwa 12 cm über dem unteren Rande von J . Seitlich bei S ist mittelst eines Schliffes ein mit Hahn versehenes Kapillarrohr R angesetzt, welches in ein mit Quecksilber gefülltes, in der Höhe regulierbares Probierröhrchen P eintaucht. Oberhalb A trägt das Rohr J eine größere Kugel K_1 , an die sich zwei kleinere Kugeln K_2 und K_3 anschließen. K_3 führt zu dem mit einem Hahne h versehenen Gasableitungsröhre C .

Der Apparat wurde mit aus chemisch reinem Ätzkali, von E. Merck in Darmstadt bezogen, hergestellter filtrierter Kalilauge soweit gefüllt, daß die äußere Elektrode vollkommen in die Lösung tauchte und diese andererseits noch einige Zentimeter in die Kugel K_1 hineinragte. Der große Vorteil dieser Anordnung besteht darin, daß man den ganzen Apparat zu

Anfang evakuieren und so alle Luft aus ihm entfernen kann, so daß die durch den Strom entwickelten Gase nirgends mit der äußeren Luft in Berührung kommen. Dem von der Flüssigkeitssäule in J herrührenden einseitigen Drucke kann auf der anderen Seite durch entsprechend tiefes Eintauchen des Rohres R in das Quecksilber in P das Gleichgewicht gehalten werden. Zweckmäßig läßt man das Gas, welches man

verwenden will, sich an dem inneren Pole entwickeln, da es selbst bei den unvermeidlichen Niveauschwankungen um 1 bis 2 cm in K_1 ausgeschlossen ist, daß Gas von A nach J hindurchdiffundiert. Um die bei längerem Stromdurchgang auftretende sehr störende Erwärmung der Kalilauge (dieselbe beginnt dann heftig zu schäumen) möglichst zu unterdrücken, setzt man das Rohr A in ein kaltes Wasserbad.

Im vorliegenden Falle wurde also die innere Elektrode mit dem negativen Pole, die äußere mit dem positiven Pole einer Akkumulatorenbatterie verbunden und ein Strom von etwa 4 Amp. hindurchgeschickt. Den Sauerstoff ließ man in die Luft austreten; der Wasserstoff wurde zuerst über Phosphor-pentoxyd getrocknet, sodann in einem kleinen Verbrennungs-oven über glühendes Kupfer und Eisen, darauf durch ein in flüssige Luft tauchendes Spiralrohr geleitet und endlich in den Untersuchungsapparat eingeführt.

4. Darstellung des Stickstoffs.

Der Stickstoff wurde mir freundlichst von den Herren Fischer und Alt¹⁾, die größere Mengen desselben (Hunderte von Litern) in größter Reinheit für ihre Untersuchungen dargestellt hatten, zur Verfügung gestellt. Der Rohstickstoff wurde nach dem von Knorre²⁾ angegebenen Verfahren aus Ammoniumsulfat, Natriumnitrit und Kaliumchromat gewonnen, sodann durch Hindurchleiten durch mehrere Waschflaschen mit Eisensulfatlösung, durch Überleiten über glühendes Kupfer und Eisen und Hindurchleiten durch eine Fischersche³⁾ dreiteilige Ausfrierflasche mittels flüssiger Luft gereinigt und zugleich getrocknet und schließlich in einem Kondensationsgefäße von der Form Fig. 5 kondensiert. Das Kondensationsgefäß C , welches sich in einer großen etwa 2 Liter fassenden Weinholdschen Flasche F befand, endigte am oberen Ende in zwei V-förmig aneinandergesetzte Röhren R und L , die je durch einen Glashahn mit schräger Bohrung verschlossen werden

1) Ich möchte nicht versäumen, den genannten Herren auch an dieser Stelle meinen Dank auszusprechen.

2) G. v. Knorre, Die chem. Industrie. 25. Jahrgang. p. 531—536, 550—555. 1901.

3) Vgl. H. Ebert, Glasblasen. p. 67. 1904.

konnten. An das Rohr *R* war ein Schliffstück angeschmolzen, welches in das mit dem Untersuchungsapparate verschmolzene hineinpaßte. Um zu verhüten, daß zu große Überdrucke in dem Kondensationsgefäße entstanden (Unterdrucke halten die Glasgefäße ja bis zu beliebig tiefen Drucken leicht aus) und um die Verdampfung des flüssigen Stickstoffs überwachen und

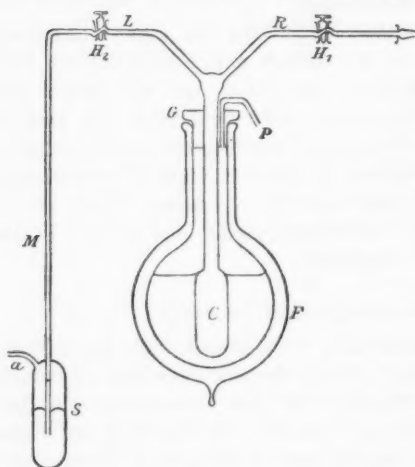


Fig. 5.

den Rohre durch einen kurzen Gummischlauch, Glas auf Glas, verbunden. Darauf wurde zuerst bei Zimmertemperatur der Raum *C* nach dem Öffnen des Hahnes H_2 und Schließen des Hahnes H_1 von *a* aus mittels zweier zusammengekoppelter Wasserstrahlpumpen möglichst weit evakuiert. Hierauf wurde H_2 geschlossen und H_1 langsam geöffnet, bis sich das Kondensationsgefäß mit Stickstoff gefüllt hatte. Hierauf wurde H_1 geschlossen und H_2 langsam geöffnet und wieder möglichst weit evakuiert. Diese Manipulation wurde etwa 6—8 mal wiederholt, so daß man sicher sein konnte, keine nachweisbaren Luftreste mehr in dem Gefäße *C* zu haben. Schließlich wurde H_2 geschlossen, H_1 geöffnet gelassen, der Kondensationsapparat in die etwa dreiviertel mit flüssiger Luft gefüllte Flasche getaucht und der Stopfen *G*

entsprechend regulieren zu können, führte das Rohr *L* zu dem als Sicherheitsventil und Manometer dienenden Gefäße *S*, das etwa zur Hälfte mit Quecksilber gefüllt war.

Die Kondensation des Stickstoffs und das Einbringen in den Untersuchungsraum gestaltete sich folgendermaßen: Das Schliffstück wurde mit dem von der Fischerschen Ausfrieretasche kommen-

fest aufgesetzt und mit Luftpumpenfett gedichtet. Die zum Kühlen verwendete flüssige Luft wurde darauf durch Absaugen der Verdampfungsprodukte derselben durch das Rohr *P* mittels der schon oben erwähnten beiden zusammengekoppelten Wasserstrahlpumpen unter die Kondensationstemperatur des Stickstoffs (-196° bei 715 mm) abgekühlt und etwa 30 bis 40 Liter Stickstoff zu etwa 30—40 ccm Flüssigkeit kondensiert. Um sich in jedem Augenblicke Rechenschaft über den Inhalt des Kondensationsgefäßes geben zu können, war die Anordnung so getroffen, daß von dem Stickstoffentwicklungsapparate auf den 300 Liter fassenden Zinkgasometer gearbeitet wurde. Sobald eine genügende Menge Stickstoff verflüssigt war, wurden zuerst die Wasserstrahlpumpen abgestellt und in der Vakuumflasche Atmosphärendruck hergestellt. Hierauf wurde noch so lange gewartet, bis die Kondensation des Stickstoffs fast aufgehört hatte, und dann der Hahn H_1 geschlossen; darauf wurde H_2 geöffnet und man konnte an dem Stande des Quecksilbers in dem Rohre *M* den Druck im Inneren des Kondensationsgefäßes bestimmen. Während des Transportes zum Untersuchungsapparate konnte dann der verdampfende Stickstoff durch das Quecksilber und *a* ins Freie entweichen, ohne daß das Kondensat irgendwie mit der Luft in Berührung kam. Nach dem Ansetzen des Schliffes wurde der doppeltdurchbohrte Hahn H_3 der Fig. 2 so gestellt, daß nach Öffnen des Hahnes H_1 der Stickstoff, statt den Quecksilberdruck in dem Sicherheitsventile *S* zu überwinden, durch das Rohr *v* in die Luft entweichen konnte und auf diese Weise den Raum zwischen den beiden Hähnen H_1 Fig. 5 und H_2 Fig. 2 ausspülte und mit reinem trockenen Stickstoff füllte. Nach einigen Minuten wurde der Hahn H_3 vorsichtig um fast 180° gedreht und so einreguliert, daß das Manometer *S* keinen zu großen Unterdruck anzeigte, oder noch besser, daß aus dem Sicherheitsventil nur dann und wann eine Stickstoffblase durch das Quecksilber entwich und der Stickstoff langsam in den vorher bis auf $\frac{1}{100}$ mm Quecksilbersäule evakuierten Untersuchungsapparat hineinverdampfte. Nach zweimaligem Spülen des ganzen Apparates wurde die endgültige Füllung bis zum Atmosphärendruck vollführt.

Versuchsreihen.

Die Untersuchungen erstreckten sich erstlich auf die Bestimmung der Minimumpotentiale für die verschiedenen Gase bei verschiedenen Drucken und Temperaturen. Während nun ferner für feste und flüssige Leiter die Beziehung zwischen der Potentialdifferenz und der Stromstärke durch das Ohmsche Gesetz wiedergegeben wird, ist man bei der Leitung der Elektrizität durch Gase nicht imstande, ein entsprechend einfaches Gesetz anzugeben. Man ist hier gezwungen, für jede besondere Entladungserscheinung die Abhängigkeit der Stromstärke von der Elektrodenspannung gesondert zu bestimmen und erhält dann für einen bestimmten Spannungsbereich immer zwei zusammengehörige Werte von Spannung und Stromstärke. Trägt man diese Werte in ein Koordinatensystem ein, indem man etwa als Abszissen die Spannungen und als Ordinaten die Stromstärken aufträgt, so erhält man bei dieser graphischen Darstellung Kurven, die die gesuchte Abhängigkeit, und besonders die Änderungen mit variablem Druck und Temperatur, recht übersichtlich darstellen, und die man *Stromcharakteristiken* genannt hat. Diese Charakteristiken sind ebenfalls bei allen Gasen für verschiedene Drücke und Temperaturen und beide Vorzeichen aufgenommen worden. Da sich die Untersuchungen auf die vier Gase Helium, Argon, Wasserstoff und Stickstoff erstreckten, von denen das Argon bei $+18^{\circ}$ und -65° , die übrigen drei Gase bei $+18^{\circ}$, -65° und -189° untersucht wurden, und da ferner das Helium bei acht Drucken, das Argon bei sieben, der Wasserstoff bei vier und der Stickstoff gleichfalls bei vier Drucken untersucht wurde, wozu noch beim Stickstoff zwei Sätze bei 18° und sieben Drucken, beim Wasserstoff zwei Sätze bei 18° und sieben Drucken und zwei Kontrollreihen je bei 18° und -189° kommen, so wurden im ganzen rund 170 Stromcharakteristiken mit durchschnittlich sechs bis acht Beobachtungspunkten erhalten. Bei dieser großen Anzahl von Versuchsreihen ist es natürlich nicht möglich, dieselben alle in extenso hier mitzuteilen; es soll nur eine kleine Auswahl derjenigen Kurven wiedergegeben werden, an denen die charakteristischen Eigenschaften besonders klar zutage treten.

Bevor auf die Versuchsreihen im einzelnen übergegangen wird, mögen einige allgemeine Beobachtungen mitgeteilt werden, die an allen Gasen gemacht wurden, und zwar möge zunächst eine einzelne Beobachtungsreihe z. B. bei der Temperatur -189° kurz geschildert werden:

Nach sorgfältigem Abschließen des Hahnes H_4 , vgl. Fig. 2, wurde ein etwa $\frac{2}{3}$ mit flüssiger Luft angefülltes, mit zwei Fenstern zur direkten Beobachtung versehenes zylindrisches Weinholdsches Gefäß von 8 cm innerem Durchmesser und 22 cm Höhe unter das Entladungsgefäß auf ein in der Höhe verstellbares Stativ gestellt und so weit gehoben, bis die flüssige Luft beinahe das Gefäß berührte. Nach etwa 5 minutenlangem Vorkühlen wurde das Stativ langsam, etwa alle 2 bis 3 Minuten um 0,5—1 cm gehoben, bis das ganze Entladungsgefäß schließlich bis fast an den Hahn H_4 von der flüssigen Luft umspült wurde. Um ganz sicher zu sein, daß kein Gas durch denselben in das Entladungsgefäß hineindringe, wurde nach dem Mariotte-Gay-Lussacschen Gesetze der infolge der Abkühlung im Inneren herrschende Druck berechnet und auf der anderen Seite desselben das Gas bis nahezu auf den gleichen Druck weggepumpt. Dann waren keine Dichteänderungen im Innern des Entladungsgefäßes mehr zu befürchten. Die beiden Regulierwiderstände Fig. 3 p. 793 wurden ganz eingeschoben bez. geschraubt und bei positiver Entladung das Galvanometer ganz geöffnet, d. h. ohne Nebenschluß benutzt, bei negativer Entladung wurde der Nebenschluß von dem kleinsten Widerstande vom Beobachtungsplatze aus parallel geschaltet. Die Messungen wurden frühestens eine Stunde nach dem völligen Eintauchen des Entladungsapparates in die Kühlflüssigkeit begonnen. Nachdem die Nulllagen des Ampère- und Voltmeters noch kontrolliert waren, wurde der die Maschine treibende Motor eingeschaltet. Anfangs waren natürlich Spannung und Stromstärke beide gleich Null. Nun wurde der Glyzerinnebenschluß langsam vergrößert; dabei stieg die Spannung allmählich, bis dieselbe plötzlich um ein gewisses, indessen je nach dem Gase, Druck und Vorzeichen verschiedenes, ja auch von der vorherigen Behandlung, d. h. also von der Vorgeschichte desselben abhängiges Stück wieder zurückging; gleichzeitig zeigte dann das Galvanometer auch

einen Ausschlag. Wurde der Nebenschluß verkleinert, so nahmen Spannung und Stromstärke wieder ab und bei einer bestimmten, verhältnismäßig kleinen, aber doch sehr gut meßbaren Stromstärke setzte der Strom plötzlich aus und die Spannung ging wieder etwas in die Höhe. Die Spannung direkt bevor der Strom aussetzte wurde als Minimumpotential angesehen, und es wurden, wenn die Spannung nicht zu hoch über dieses Potential erhöht war, sehr gut miteinander übereinstimmende Werte erhalten. Für das Anfangspotential, d. h. also das Potential, bei dem der Strom bei Spannungssteigerung einsetzte, wobei dann das Potential um einen gewissen, im allgemeinen verschiedenen Betrag fiel, wurde gefunden, daß es in erster Linie von der Vorgeschichte des Gases abhängig ist; bei positiver Entladung äußert sich dieser Einfluß in der Weise, daß das Anfangs- sowie das Minimumpotential, die beide immer dicht beieinander liegen, um so höhere Werte annehmen, je stärker der Strom war, der das Gas zuvor durchflossen hatte. Bei negativer Entladung hängt das Anfangspotential auch von der Geschwindigkeit ab, mit der die Spannung erhöht wird, indem bei schnellem Steigern der Spannung das Anfangspotential oft viel niedrigere Werte hatte, als bei langsamem Steigern. Der Unterschied zwischen dem Anfangs- und Minimumpotential ist bei negativer Entladung sehr viel größer als bei positiver; so wurden für das Anfangspotential bisweilen Werte erhalten, die um 1000—2000 Volt höher lagen, als das Minimumpotential.

Zur Aufnahme der Stromcharakteristiken wurde nach dem Einsetzen des Stromes bei allmählicher Spannungssteigerung ein möglichst niedriges Potential festgehalten, bei dem ein konstanter Strom durch den Apparat floß. Da das Voltmeter und das Galvanometer genau gleichzeitig abgelesen und in ihrer gegenseitigen Abhängigkeit fortwährend verfolgt werden konnten, so wurden auch immer, besonders wenn man jedesmal den stationären Zustand abwartete, während dessen also Spannung und Stromstärke sich nicht änderten, zwei wirklich zusammengehörige Werte erhalten. Diese Ablesungen wurden dann unter fortwährender geeigneter Regulierung des Nebenschlußwiderstandes in beliebigen Intervallen wiederholt, bis ihnen entweder durch eine Änderung der Entladungsart, z. B. durch

den Übergang der Spitzenentladung in die Funkenentladung, oder durch den Meßbereich des Voltmeters bei etwa 10000 Volt eine Grenze gesetzt wurde. Die auf diesem „aufsteigenden“ Wege erhaltenen Werte sind in der vorliegenden Arbeit verwertet; es wurden zu gleicher Zeit durchweg auch die „absteigend“ sich ergebenden Wertepaare mit aufgenommen; dieselben zeigen von den ersteren um so größere Abweichungen, je stärker der Strom gewesen war, den man „aufsteigend“ durch das Gas geschickt hatte. Da nämlich das Minimumpotential im letzteren Falle oft sehr große Werte hatte, so mußte die Stromstärke sich abnehmend sehr viel schneller ändern, so daß diese Werte graphisch aufgetragenen Kurven liefern, die viel stärker geneigt sind, als die ersteren. Nach Beendigung einer Messungsreihe für ein bestimmtes Vorzeichen wurde immer $\frac{1}{4}$ Stunde gewartet, bis die Reihe mit dem entgegengesetzten Vorzeichen begonnen wurde, damit sich in dem Gase der normale Zustand wieder herstellen konnte.

Untersuchung der einatomigen Gase Helium und Argon.

Helium.

Die Untersuchungen wurden bei den Temperaturen $+18^{\circ}$, -65° und -189° ausgeführt, und zwar für Drucke zwischen 721 und 24 mm Quecksilbersäule. Es wurden für beide Vorzeichen die Minimumpotentiale bestimmt und die Stromcharakteristiken aufgenommen.

1. Bestimmung der Minimumpotentiale.

Die Werte des Minimumpotentials M in ihrer Abhängigkeit von Druck und Temperatur sind in der folgenden Tab. 1 wiedergegeben und in Fig. 6 graphisch aufgetragen, in welcher die Abszissen die Quadratwurzeln aus den Drucken in Dynen pro cm^2 , die Ordinaten die Spannungen in Volt angeben. Die gestrichelten Eintragungen beziehen sich auf positive, die ausgezogenen auf negative Potentiale.

Tabelle 1.

	$p = 721$	485	381	280	167	100	49	24 mm
$t = 18^{\circ}$	{							
	+ 905	905	905	875	680	605	480	420
	- 840	710	680	570	560	466	330	330

Tabelle 1 (Fortsetzung).

	$p = 721$	485	381	280	167	100	49	24 mm
$t = -65^\circ$ {	+ (330)	700	—	(165)	(0)	—	495	370
	— 790	835	—	617	420	—	330	330
	(235)			(70)	(0)			
$t = -189^\circ$ {	+ 1015	1010	775	(165)	550	520	404	(0)
	— 715	640	520	520	370	404	350	248
				(100)				(0)

In dem Intervalle von 721 mm Hg = $9,57 \cdot 10^5$ Dynen/cm² bis zu 670^2 Dynen/cm² = 340 mm Hg ist, wie aus der Fig. 6 ersichtlich ist, bei *positiver Entladung* und 18° das Minimumpotential konstant, d. h. also unabhängig von dem Drucke. Von hier ab nimmt dasselbe proportional der Quadratwurzel

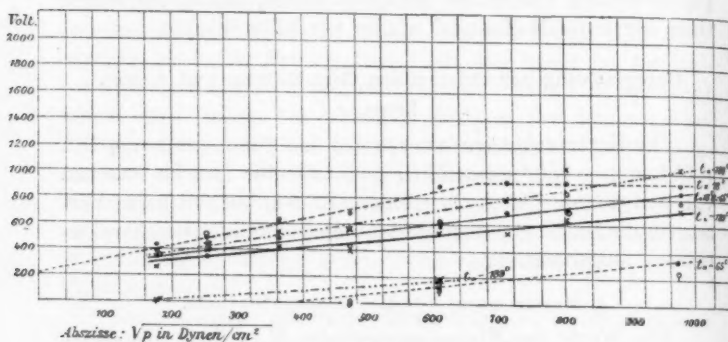


Fig. 6.

Helium (Minimalpotentiale M).

aus dem Drucke ab, und zwar derart, daß die Verlängerung der Geraden, auf der die Minimalpotentialwerte liegen, die Spannungsachse bei dem Drucke 0, vgl. die Figur, bei etwa 200 Volt schneiden würde.

Bei -65° und -189° liegen die für das *positive* Minimumpotential erhaltenen Werte (in der Fig. 6 u. f. durch kleine Kreise bez. Kreuze bezeichnet) auf den ersten Blick ganz unregelmäßig verteilt; dieselben ordnen sich indessen auf zwei (bez. drei) einander nahezu parallelen Geraden an, die durch

eine Spannungsdifferenz von etwa 450 Volt voneinander getrennt sind. Dieses auffallende Verhalten, dem wir nur beim Helium begegnen, soll erst nach der Behandlung des Minimumpotentials für negative Entladung p. 816 besprochen werden.

Für die *negative* Entladung erhält man, wenn man die Beobachtungsergebnisse in gleicher Weise graphisch aufträgt, bei allen drei Temperaturen gerade Linien, die sich mit abnehmender Temperatur, wenigstens in dem Intervalle von -65° bis -189° , nach den niederen Potentialwerten hin verschieben.

Aus den soeben mitgeteilten Reihen folgt nun, daß beim Helium für beide Vorzeichen (mit Ausnahme von hohen Drucken bei $+18^{\circ}$ für positive Entladung, wo das Minimumpotential vom Drucke unabhängig ist) die Abhängigkeit des Minimumpotentials vom Drucke für beliebige Temperaturen durch die folgende Formel sich darstellen läßt:

$$(I) \quad M_a = C + (M_b - C) \sqrt{\frac{p_a}{p_b}},$$

wo durch die Konstante C ausgedrückt wird, daß die Beziehung zwischen dem Druck und den Minimumpotentialwerten darstellenden Geraden im allgemeinen nicht durch den Koordinatenanfangspunkt hindurchgehen.

Im Gegensatz zu den Untersuchungen Tamms, vgl. p. 785, sind hier die Minimumpotentiale gemessen für kleine Stromstärken, also nicht wie dort $(M_1 + M_2)/2$. Die obige Formel hat zwar große Ähnlichkeit mit der von letzterem für die Abhängigkeit des Minimumpotentials vom Druck aufgestellten, doch ist sie wesentlich einfacher, weil das den Logarithmus enthaltende Glied in ihr nicht vorkommt. Zieht man noch die übertragenen Elektrizitätsmengen heran kurz vor dem Aufhören der Entladung s. w. u., so kann man hier ganz deutlich konstatieren, daß, während die positive Entladung eine eigentliche Spitzenentladung ist, die negative Entladung als Glimmentladung aufgefaßt werden muß. Es ist nämlich die Stromstärke bei positiver Entladung bei Spannungen in der Nähe des Minimumpotentials von der Größenordnung 10^{-8} Amp., bei negativer Entladung dagegen von der Größenordnung 10^{-6} Amp., also im letzteren Falle einige hundertmal so groß, als im ersten.

Nun deuten aber die Versuche darauf hin, daß beim Helium auch für *negative* Entladung unter bestimmten Ver-

hältnissen eine *eigentliche Spitzenentladung* stattfindet. Man trifft nämlich bei den Temperaturen -65° und -189° bei einigen Drucken bei der negativen Entladung das gleiche Verhalten an, wie bei der positiven Entladung, indem der Strom kurz vor seinem Aufhören in die Größenordnung 10^{-8} umschlägt, oder gleich anfangs in dieser Stärke einsetzt und bei einiger Spannungssteigerung dann unstetig in die Größenordnung 10^{-6} Amp. hinaufgeht, so daß also in diesem Falle zwei Minimumpotentiale bei gleichem Druck und gleicher Temperatur, aber für verschiedene Entladungsarten, erhalten wurden. Die Minimalpotentialwerte für die eigentliche negative Spitzenentladung sind in der Tab. 1 in Klammern unter die zugehörigen Minimumpotentialwerte für die negative Glimmentladung gesetzt worden. Man sieht, daß dieselben im Vergleich zu den übrigen Minimalpotentialwerten sehr niedrig sind, da sie alle in dem Intervalle von 0 bis zu 300 Volt liegen. Es darf zwar auf die Genauigkeit dieser Spannungswerte kein zu großes Gewicht gelegt werden, da denselben selbst bei größter Empfindlichkeit des Elektrometers nur Ausschläge bis zu 4 mm auf der 2 m entfernten Skala entsprachen, trotzdem scheint auch hier die Formel (I) p. 815 wie bei der negativen Glimmentladung und der positiven Spitzenentladung zu gelten. Ganz auffallend ist es nun, daß immer da, wo für die negative Entladung die beiden soeben erwähnten Minimalpotentialwerte erhalten wurden, das entsprechende Minimumpotential für positive Entladung, vgl. oben p. 814, ganz aus dem normalen Verlauf der Kurven herausfällt und nahezu den gleichen Wert hat, wie das Minimumpotential für negative Entladung bei der *reinen* Spitzenentladung. Diese für beide Vorzeichen nahezu gleichen und ganz besonders kleinen Minimalpotentialwerte sprechen also dafür, daß beim Helium bei tieferen Temperaturen ganz besondere Verhältnisse vorliegen, die sich nicht allein aus der großen mittleren freien Weglänge desselben erklären lassen werden; es muß unter den betreffenden Umständen ganz besonders leicht zu ionisieren sein.

2. Die Stromcharakteristiken.

Als Abhängigkeit der Stromstärke von der Spannung bei konstantem Druck und konstanter Temperatur ergab sich, daß

die Quadratwurzel aus der Stromstärke eine lineare Funktion der Spannung ist; es gilt also die Beziehung

$$(II) \quad \sqrt{i} = c \cdot \bar{V} + C'',$$

wo C'' angibt, daß beim Minimumpotentiale die Stromstärke nicht stetig sich der Null nähert, sondern daß ein endlicher Sprung stattfindet. Unter \bar{V} ist die sogenannte disponible Spannungsdifferenz zu verstehen, also der Ausdruck $V - M$, wo M der Wert des Minimumpotentiales ist und V der absolute Wert der Spannung.

a) Positive Entladung.

Die Beobachtungsergebnisse sind hier beim Helium in den folgenden Tab. 2—9 in extenso zusammengestellt; bei den später behandelten Gasen ist dagegen immer nur eine knappe Auswahl getroffen worden. Die erste Kolumne enthält die disponiblen Spannungen in Volt, also die Werte $\bar{V} = V - M$; die zweite die zugehörigen Stromstärken in Ampères; in der dritten Kolumne sind die Quadratwurzeln aus den Stromstärken (und zwar diese in absoluten Einheiten gerechnet, also 10 Amp. = 1 absolute Stromstärkeinheit), angegeben, da dieselben bei der graphischen Auftragung gebraucht werden.

Tabelle 2.

$p = 721 \text{ mm.}$

$t = + 18^{\circ}$			$t = - 65^{\circ}$		
$M_{+} = 905$			$M_{+} = 330$		
175	—	—	190	$5,4 \cdot 10^{-8}$	$0,735 \cdot 10^{-4}$
260	$1,35 \cdot 10^{-7}$	$1,16 \cdot 10^{-4}$	495	$2,02 \cdot 10^{-7}$	1,42 "
595	4,19 "	2,05 "	840	5,4 "	2,32 "
1195	$1,23 \cdot 10^{-8}$	3,51 "	1320	$1,28 \cdot 10^{-6}$	3,58 "
1665	2,16 "	4,65 "	2000	2,63 "	5,13 "
2065	3,24 "	5,69 "	2530	4,19 "	6,46 "
2725	5,4 "	7,35 "	2970	5,26 "	7,25 "
3270	7,95 "	8,91 "	3370	6,75 "	8,2 "
3735	$1,02 \cdot 10^{-5}$	10,1 "	3720	8,1 "	9,0 "
4195	1,28 "	11,3 "			
4595	Funken				

$$t = -189^{\circ}$$

$$M_{+} = 1015$$

0	$1,35 \cdot 10^{-8}$	$0,367 \cdot 10^{-4}$
155	8,45 "	0,92 "
415	$2,16 \cdot 10^{-7}$	1,47 "
635	4,31 "	2,08 "
1005	8,1 "	2,84 "
1315	$1,12 \cdot 10^{-6}$	3,34 "
1845	2,16 "	4,65 "
2285	2,97 "	5,45 "
2745	4,05 "	6,36 "

Tabelle 3.

 $p = 485 \text{ mm.}$

+ 18°			- 65°		
$M_{+} = 905$			$M_{+} = 700$		
0	$4,05 \cdot 10^{-8}$	$0,636 \cdot 10^{-4}$	40	$5,4 \cdot 10^{-8}$	$0,735 \cdot 10^{-4}$
145	$1,08 \cdot 10^{-7}$	1,04 "	205	$1,76 \cdot 10^{-7}$	1,33 "
265	1,62 "	1,27 "	470	4,45 "	2,11 "
525	3,37 "	1,84 "	950	$1,35 \cdot 10^{-6}$	3,67 "
745	5,8 "	2,41 "	1320	2,16 "	4,65 "
1115	$1,15 \cdot 10^{-6}$	3,39 "	1630	3,24 "	5,69 "
1425	1,82 "	4,26 "	2160	5,0 "	7,06 "
1955	3,24 "	5,69 "	2600	7,15 "	8,45 "
2395	5,0 "	7,06 "	3000	9,45 "	9,7 "
2795	6,74 "	8,2 "	3350	Funken	
3145	Funken				

$$-189^{\circ}$$

$$M_{+} = 1010$$

40	$4,05 \cdot 10^{-8}$	$0,636 \cdot 10^{-4}$
160	8,1 "	0,9 "
420	$2,83 \cdot 10^{-7}$	1,68 "
640	5,4 "	2,32 "
1010	$1,25 \cdot 10^{-6}$	3,54 "
1320	1,75 "	4,19 "
1850	3,37 "	5,8 "
2290	4,72 "	6,87 "
2690	6,35 "	7,96 "
3040	7,7 "	8,77 "

Tabelle 4.

 $p = 381 \text{ mm.}$

+ 18°			- 189°		
$M_+ = 905$			$M_+ = 775$		
70	$9,45 \cdot 10^{-8}$	$0,97 \cdot 10^{-4}$	50	$1,89 \cdot 10^{-7}$	$1,38 \cdot 10^{-4}$
265	$2,56 \cdot 10^{-7}$	1,6 „	395	6,06 „	2,46 „
745	8,9 „	2,98 „	875	$1,51 \cdot 10^{-6}$	3,88 „
1115	$1,71 \cdot 10^{-6}$	4,14 „	1175	2,63 „	5,13 „
1425	2,56 „	5,06 „	1505	3,64 „	6,03 „
1955	4,45 „	6,66 „	2035	5,66 „	7,51 „
2315	Funken		2485	Funken	

Tabelle 5.

 $p = 280 \text{ mm.}$

+ 18°			- 65°		
$M_+ = 875$			$M_+ = 165$		
100	$1,35 \cdot 10^{-7}$	$1,16 \cdot 10^{-4}$	204	$4,05 \cdot 10^{-8}$	$0,636 \cdot 10^{-4}$
295	3,37 „	1,84 „	356	6,75 „	0,82 „
775	$1,22 \cdot 10^{-6}$	3,5 „	575	$1,75 \cdot 10^{-7}$	1,32 „
1145	2,3 „	4,8 „	740	5,12 „	2,26 „
1455	3,5 „	5,91 „	1005	9,44 „	3,07 „
1835	Umschlag		1485	$2,3 \cdot 10^{-6}$	4,8 „
			1855	3,78 „	6,15 „
			2165	4,7 „	6,85 „
			2445	Funken	

- 189°

 $M_+ = 165$

0	$1,35 \cdot 10^{-8}$	$0,367 \cdot 10^{-4}$
204	4,05 „	0,636 „
356	6,75 „	0,82 „
575	$3,1 \cdot 10^{-7}$	1,76 „
740	5,4 „	2,32 „
1005	9,45 „	3,07 „
1265	$1,62 \cdot 10^{-6}$	4,02 „
1485	2,43 „	4,93 „
1855	3,84 „	6,2 „
2165	5,13 „	7,16 „
2335	Funken	

Tabelle 6.

 $p = 167 \text{ mm.}$

+ 18° $M_+ = 680$			- 65° $M_+ = 0$		
60	$1,35 \cdot 10^{-7}$	$1,16 \cdot 10^{-4}$	165	$6,75 \cdot 10^{-8}$	$0,82 \cdot 10^{-4}$
295	5,66 „	2,38 „	369	$1,62 \cdot 10^{-7}$	1,27 „
490	$1,08 \cdot 10^{-6}$	3,28 „	521	3,1 „	1,76 „
750	1,82 „	4,26 „	740	7,4 „	2,72 „
970	2,97 „	5,45 „	905	$1,28 \cdot 10^{-6}$	3,58 „
1130	Umschlag		1170	2,3 „	4,8 „
			1430	3,64 „	6,03 „
			1650	5,94 „	7,7 „
			1730	Umschlag	

- 189° $M_+ = 550$		
90	$2,02 \cdot 10^{-7}$	$1,42 \cdot 10^{-4}$
275	5,94 „	2,44 „
500	$1,28 \cdot 10^{-6}$	3,58 „
620	1,75 „	4,18 „
880	3,1 „	5,56 „
1100	4,45 „	6,66 „
	Umschlag	

Tabelle 7.

 $p = 100 \text{ mm.}$

+ 18° $M_+ = 605$			- 189° $M_+ = 520$		
35	$2,02 \cdot 10^{-7}$	$1,42 \cdot 10^{-4}$	120	$4,71 \cdot 10^{-7}$	$2,17 \cdot 10^{-4}$
220	7,15 „	2,67 „	305	$1,21 \cdot 10^{-6}$	3,48 „
370	$1,35 \cdot 10^{-6}$	3,67 „	455	2,16 „	4,65 „
565	2,42 „	4,91 „	590	3,24 „	5,7 „
725	Umschlag		650	4,05 „	6,35 „
			660	Umschlag	

Tabelle 8.

 $p = 49 \text{ mm.}$

$+ 18^{\circ}$			$- 65^{\circ}$		
$M_{+} = 480$			$M_{+} = 495$		
160	$8,77 \cdot 10^{-7}$	$2,96 \cdot 10^{-4}$	25	$6,75 \cdot 10^{-8}$	$0,82 \cdot 10^{-4}$
260	$1,69 \cdot 10^{-6}$	4,11 „	145	$4,72 \cdot 10^{-7}$	2,17 „
345	2,43 „	4,93 „	245	$1,21 \cdot 10^{-6}$	3,48 „
376	Umschlag		277	Umschlag	

$- 189^{\circ}$		
$M_{+} = 404$		
62	$4,05 \cdot 10^{-7}$	$2,01 \cdot 10^{-4}$
116	7,55 „	2,75 „
236	$1,82 \cdot 10^{-6}$	4,26 „
336	3,1 „	5,56 „
	Umschlag	

Tabelle 9.

 $p = 24 \text{ mm.}$

$+ 18^{\circ}$			$- 65^{\circ}$		
$M_{+} = 420$			$M_{+} = 370$		
46	$4,72 \cdot 10^{-7}$	$2,17 \cdot 10^{-4}$	66	$4,72 \cdot 10^{-7}$	$2,17 \cdot 10^{-4}$
75	6,06 „	2,46 „	150	$1,35 \cdot 10^{-6}$	3,67 „
	Umschlag		176	Umschlag	

$- 189^{\circ}$		
$M_{+} = 0$		
233	$8,1 \cdot 10^{-8}$	$0,9 \cdot 10^{-4}$
369	$1,89 \cdot 10^{-7}$	1,37 „
466	$1,17 \cdot 10^{-6}$	3,42 „
520	2,02 „	4,5 „
570	Unstetig	

Trägt man die Werte von \bar{V} und \sqrt{i} in ihrer Abhängigkeit von dem Druck bei konstanter Temperatur graphisch auf,

so erhält man z. B. bei $+18^{\circ}$ die in Fig. 7 ersichtlichen Beziehungen; analoge Beziehungen ergeben sich bei den anderen Temperaturen; trägt man dieselben dagegen in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur bei konstantem Druck auf, so erhält

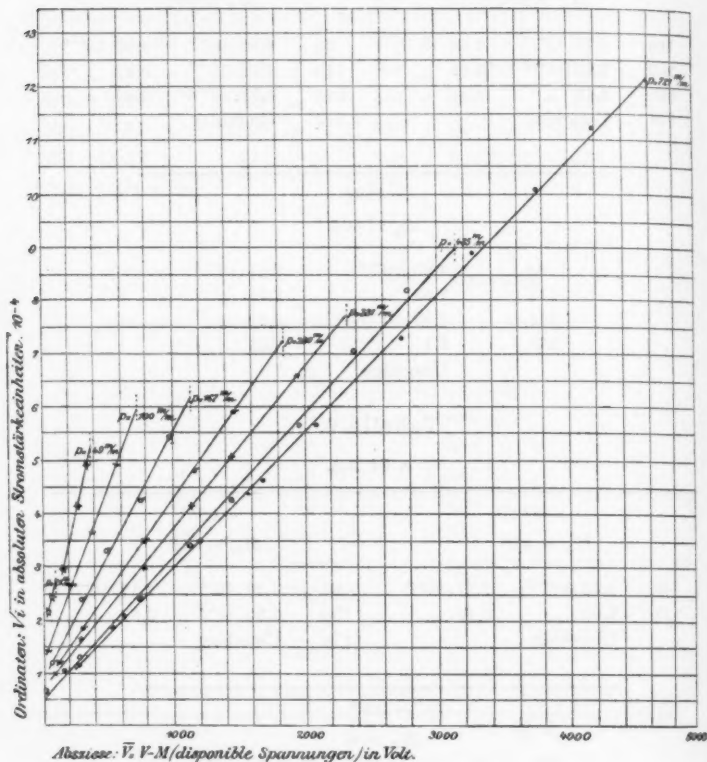


Fig. 7.

Helium + bei 18° (Stromcharakteristiken).

man z. B. für die Drücke 485 mm, 167 mm und 49 mm die Figg. 8, 9 und 10. Man erkennt aus Fig. 7 sofort, daß mit abnehmendem Drucke die Leitfähigkeit des Gases bei konstanter Temperatur zunimmt; aus der Länge der Geraden ersieht man, daß die dielektrische Festigkeit desselben mit abnehmendem

Drucke ebenfalls abnimmt, indem die stetige Spitzenentladung bei immer kleineren Spannungen unstetig in eine andere Entladungsform übergeht. Die Unstetigkeitsspannung ist durch die kurzen vertikalen gestrichelten bez. punktierten Linien

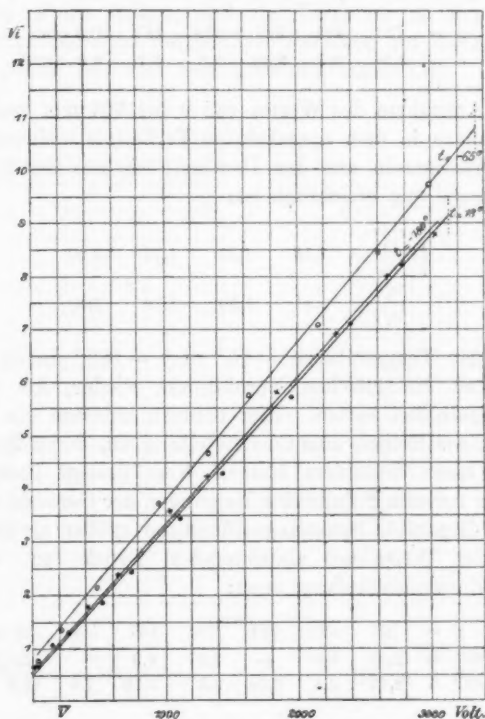


Fig. 8.

Helium + bei 495 mm.

angedeutet. In den ersten drei Fällen der Kurven für $+18^\circ$ geht die Entladung plötzlich in eine disruptive Funkenentladung über, während bei den tieferen Drucken der Übergang zwar auch unstetig ist, indessen ohne Auftreten von Funken stattfindet. In allen diesen Fällen wächst die Stromstärke plötzlich

ganz bedeutend, und es wird auch an der Kathode eine Leuchterscheinung wahrnehmbar.

Die für jede Gerade charakteristische Konstante c nimmt also mit abnehmendem Drucke zu, und zwar hat dieselbe die folgenden, aus der Fig. 7 entnommenen Werte bei $+18^\circ$:

$p =$	721	485	381	280	167	100 mm
$c =$	2,58	2,7	3,02	3,5	4,7	$6,6 \cdot 10^{-7}$

Mit Ausnahme des Wertes von c bei 721 mm stehen dieselben nahezu in dem umgekehrten Verhältnis zueinander, wie die Quadratwurzeln aus den Drucken, wie aus der folgenden Zusammenstellung ersichtlich ist:

$$\sqrt{\frac{p_1}{p_n}} = \begin{matrix} 1,13 & 1,31 & 1,71 & 2,20 \\ \frac{c_n}{c_1} = & 1,11 & 1,30 & 1,72 & 2,40 \end{matrix}$$

Bei den Temperaturen -65° und -189° finden wir im wesentlichen die gleichen Verhältnisse wieder, die wir bei $+18^\circ$ angetroffen hatten. Hier nehmen indessen die Kurven für diejenigen Reihen eine Sonderstellung ein, deren Minimumpotential einen besonders kleinen Wert gezeigt hatte. Die in c ihren Ausdruck findenden Neigungen der Geraden nehmen zwar für disponible Spannungsdifferenzen größer als 500 Volt in normaler Weise mit abnehmendem Drucke zu, wie die folgende Zusammenstellung zeigt:

$p =$	721	485	381	280	167	100	49 mm
$c \left\{ \begin{array}{l} -65^\circ \\ -189^\circ \end{array} \right. =$	2,34	3,0	—	3,47	4,9	—	$12,1 \cdot 10^{-7}$
	2,13	2,8	3,09	3,5	5,19	7,9	12,9 „ ,

die Geraden selbst haben aber eine Verschiebung um etwa 400 Volt nach der Seite höherer Spannungen erlitten (vgl. Fig. 9), gerade um so viel, wie der Wert des Minimumpotentials niedriger liegt als die übrigen normalen Werte. Für die kleinen disponiblen Spannungen bis etwa 400 Volt nimmt die Stromstärke mit der Spannung verhältnismäßig viel langsamer zu.

Für die Beziehungen zwischen der Spannung und Stromstärke bei konstantem Druck in ihrer Abhängigkeit von der

Temperatur ergab sich (vgl. Fig. 9 und 10), wenn man berücksichtigt, daß in den Werten für die Minimumpotentiale, auf die alle diese Zahlenwerte bezogen sind, immerhin kleine Fehler enthalten sind, die bei der graphischen Auftragung kleine Verschiebungen der Geraden in Richtung der Spannungsachse zur Folge haben, daß im Vergleich zu den großen Temperaturintervallen der Einfluß derselben auf die Leitfähigkeit so gering ist, daß man geradezu sagen kann, der Tem-

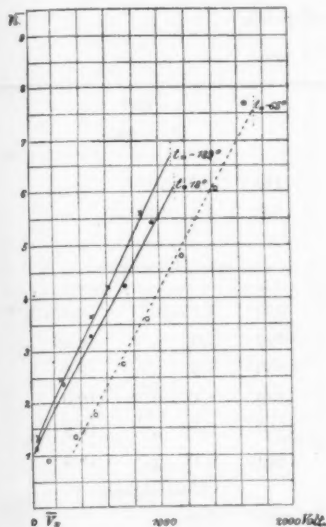


Fig. 9.

Helium + bei 167 mm.

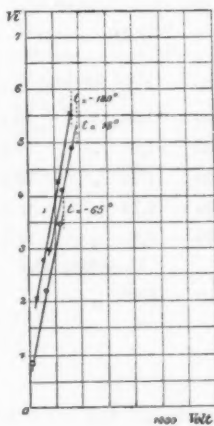


Fig. 10.

Helium + bei 49 mm.

peratureinfluß ist mit Rücksicht auf die disponiblen Spannungswerte gleich Null. Vergleicht man aber die Stromcharakteristiken miteinander, indem man statt der disponiblen Spannungen \bar{V} die wirklich beobachteten Spannungswerte V in Rechnung zieht, so kommt man zu dem Resultat, daß bei hohen Drucken die Leitfähigkeit von 18° bis -65° zunimmt, sodann aber bis -189° um einen noch größeren Betrag wieder abnimmt. Mit abnehmendem Drucke ändert sich dieses Verhältnis derart, daß zunächst mit abnehmender Temperatur die Leitfähigkeit

langsam zunimmt, um bei tiefen Drucken von 18° bis -65° abzunehmen, dann aber bis -189° bedeutend stärker wieder zu wachsen.

b) Negative Entladung.

Es mögen zunächst einige Beobachtungsergebnisse im Auszug mitgeteilt werden; die einzelnen Vertikalreihen haben wieder dieselbe Bedeutung, wie p. 817 angegeben.

Tabelle 10.

$p = 721 \text{ mm.}$

$+18^\circ$			-65°		
$M_- = 840$			$M_1 = 235$		
570	$7,0 \cdot 10^{-5}$	$8,36 \cdot 10^{-3}$	185	$6,75 \cdot 10^{-8}$	
800	$1,04 \cdot 10^{-4}$	10,2 „	505	$1,2 \cdot 10^{-7}$	
1050	1,4 „	11,8 „			
1260	1,77 „	13,3 „			
1560	2,29 „	15,1 „			
1820	2,8 „	16,7 „			
	Umschlag auf				
1410	3,82 „				
				$M_2 = 790$	
			380	$4,15 \cdot 10^{-5}$	$6,45 \cdot 10^{-3}$
			640	7,0 „	8,36 „
			860	9,6 „	9,8 „
			1230	$1,45 \cdot 10^{-4}$	12,0 „
			1540	1,92 „	13,9 „
			1820	2,42 „	15,6 „
				Unstetigkeit	
			1830	3,28 „	

-189°		
$M_- = 715$		
190	$1,56 \cdot 10^{-5}$	$3,95 \cdot 10^{-3}$
455	3,64 „	6,08 „
935	$1,04 \cdot 10^{-4}$	10,2 „
1305	1,82 „	13,5 „
1615	2,52 „	15,9 „
1865	3,17 „	17,8 „

Tabelle 11.

 $p = 167 \text{ mm.}$

+ 18°			- 65°		
$M_- = 560$			$M_1 = 0$		
180	$1,43 \cdot 10^{-5}$	$3,78 \cdot 10^{-3}$	0	$4,05 \cdot 10^{-8}$	
345	2,6 „	5,1 „	165	$1,35 \cdot 10^{-7}$	
	Umschlag auf		233	2,02 „	
0	$2,08 \cdot 10^{-4}$ bis $3,12 \cdot 10^{-4}$		286	2,43 „	
			466	2,97 „	
			$M_2 = 420$		
			220	$4,68 \cdot 10^{-5}$	$6,84 \cdot 10^{-3}$
			405	7,8 „	8,83 „
			436	8,3 „	9,11 „
				Umschlag auf	
			175	$1,82 \cdot 10^{-4}$	
			220	2,86 „	

- 189°		
$M_- = 370$		
151	$3,12 \cdot 10^{-5}$	$5,59 \cdot 10^{-3}$
270	5,2 „	7,2 „
455	$1,01 \cdot 10^{-4}$	10,05 „
	Umschlag auf	
150	2,34 „	

Auch bei der negativen Entladung gilt für den Zusammenhang von Stromstärke und Spannung die Beziehung

$$\sqrt{i} = c \sqrt{V} + C'',$$

wie z. B. die Fig. 11 für die Temperatur + 18° erkennen läßt, indem wieder die disponiblen Spannungen als Abszissen und die Quadratwurzeln aus den Stromstärken als Ordinaten aufgetragen sind. Die zu einer Reihe gehörigen Punkte liegen (ausgenommen bei den höheren Drucken für kleine Spannungswerte, wo die Stromstärke mit der Spannung verhältnismäßig schneller wächst) jedesmal auf einer Geraden.

Das Verhalten des Heliums, und wie wir später sehen werden, auch des Argons (die zweiatomigen Gase zeigen dieses

Verhalten nicht) ist bei dieser negativen Entladung für die Temperatur $+18^{\circ}$ ein wesentlich anderes, als wir es bei der positiven Entladung kennen gelernt haben. Während wir bei jener gesehen hatten, daß der Wert der Konstanten c mit abnehmendem Drucke für alle Temperaturen zunimmt, findet hier in diesem speziellen Falle bei hohen Drucken gerade das entgegengesetzte Verhalten statt; von Atmosphärendruck an

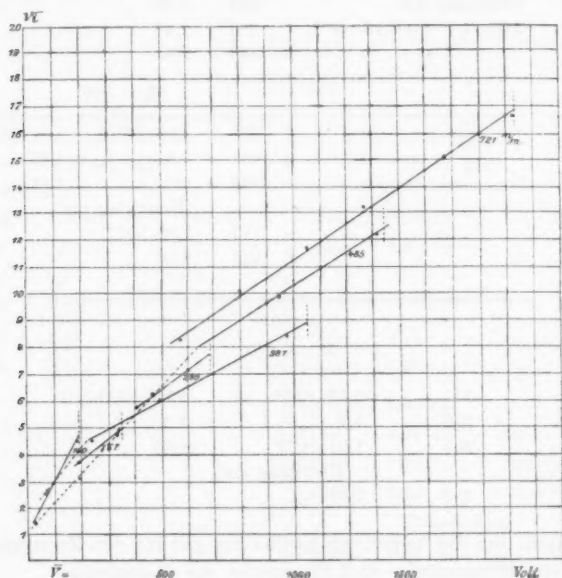


Fig. 11.

Helium — bei 18° (Stromcharakteristiken).

bis zu etwa 380 mm Hg nimmt der Wert von c ab, die Leitfähigkeit des Gases wird also geringer. In dem Druckintervalle von etwa 380 mm bis 280 mm findet dann eine Umkehr statt, der Wert von c wird wieder größer und die Leitfähigkeit nimmt bei weiterer Druckerniedrigung wieder zu. Bei den Temperaturen -65° und -189° finden wir dagegen das uns schon bekannte normale Verhalten der Leitfähigkeitszunahme mit abnehmendem Drucke in dem ganzen untersuchten Druck-

intervalle. Indessen ist die Art der Änderung bei diesen tiefen Temperaturen eine etwas verschiedene; bei -65° bewirkt eine Druckabnahme um bestimmte Beträge bei hohen Drucken eine größere Zunahme der Leitfähigkeit, als bei niederen Drucken. Bei -189° dagegen verteilt sich die Leitfähigkeitszunahme gleichmäßiger auf den ganzen Druckbereich. So kommt es denn, daß sich der Temperatureinfluß bei den verschiedenen Drucken in ganz verschiedener Weise geltend macht. Während z. B. bei 721 mm Hg eine Temperaturabnahme bis -65° eine Leitfähigkeitsabnahme zur Folge hat, vergrößert eine weitere Temperaturerniedrigung die Leitfähigkeit wieder. Bei 485 mm Hg nimmt die Leitfähigkeit von $+18^{\circ}$ bis -65° bedeutend zu, um bis -189° wieder abzunehmen. Bei 280 mm nimmt das Leitvermögen von $+18^{\circ}$ bis -65° bedeutend, sodann bis -189° nur noch wenig ab. Bei den tiefsten Drucken, unter 100 mm Hg, waren die Charakteristiken für die negative Glimmentladung nicht mehr bei $+18^{\circ}$ und -65° , sondern nur noch bei -189° zu erhalten, so daß hier der Einfluß der Temperatur auf die negative Spitzenentladung nicht mehr festgestellt werden konnte.

Betrachtet man die maximalen Spannungswerte, welche einen negativen Spitzenstrom zu unterhalten vermögen, so tritt bei den einatomigen Gasen wieder ein besonderes Verhalten auf. Schon bei Atmosphärendruck und $+18^{\circ}$ ist es nicht möglich, den von der Maschine gelieferten Strom von etwa $3,4 \cdot 10^{-4}$ Amp. als negativen Spitzenstrom, bei dem also eine Leuchterscheinung nur an der Spitze sichtbar ist, durch das Gas zu schicken. Bei hohen Drucken und Zimmertemperatur findet bei einer Stromstärke von etwa $2,8 \cdot 10^{-4}$ Amp. ein Umschlag statt, so daß bei einem bestimmten Werte der Spannung diese plötzlich um einige 100 Volt sinkt, während die Stromstärke ebenso plötzlich um ein größeres Stück ansteigt; gewöhnlich nimmt dieselbe dann gleich den Maximalwert, den die Maschine zu liefern imstande ist, an. Mit dieser Erscheinung ist das gleichzeitige Auftreten eines, den ganzen Entladungsraum erfüllenden diffusen Lichtes verbunden. Mit abnehmendem Drucke rückt dieser Unstetigkeitspunkt zu immer geringeren Spannungs- und Stromstärkewerten herab, so daß wir bei 381 mm und 18° z. B. haben: 1050 Volt und $7,25 \cdot 10^{-5}$ Amp.;

bei 167 mm und 18° 345 Volt und $2,6 \cdot 10^{-5}$ Amp. Mit abnehmender Temperatur erlangt dagegen das Gas eine größere dielektrische Festigkeit wieder, wie man z. B. aus den folgenden Werten für 381 mm und -189° , nämlich 1430 Volt und $2,5 \cdot 10^{-4}$ Amp., sowie für 167 mm und -65° : 436 Volt und $8,3 \cdot 10^{-5}$ Amp., und bei -189° , nämlich 455 Volt und $1,01 \cdot 10^{-4}$ Amp., deutlich ersieht.

Um noch kurz einen Vergleich zwischen den Leitfähigkeiten der positiven und negativen Spitzenentladung anzustellen, mögen dieselben etwa bei 721 mm Hg und 18° für eine disponible Spannung von 1665 Volt einander gegenübergestellt werden. Aus den Tabellen ergibt sich für die positive Entladung $2,16 \cdot 10^{-6}$ Amp., für die negative Entladung $2,5 \cdot 10^{-4}$ Amp., also die 86fache Stromstärke. Bei Berücksichtigung der absoluten Spannungswerte hat man z. B. bei 2100 Volt für die positive Entladung $1,23 \cdot 10^{-6}$ Amp., für die negative Entladung $1,77 \cdot 10^{-4}$ Amp., in diesem Falle also das 144fache.

Diese Verhältnisse bleiben in allen Druck- und Temperaturbereichen angenähert bewahrt, so daß man sagen kann, die Stromstärke ist für die gleiche Spannungsdifferenz zwischen Spitze und Platte für die negative Spitzen(Glimm-)entladung rund 100 mal so groß, als für die positive Entladung.

Argon.

Das Argon wurde bei $+18^{\circ}$ und -65° untersucht. Bei der Temperatur der flüssigen Luft (-189°) wurde nicht gemessen, da das Argon bei höheren Drucken bei dieser Temperatur bereits sich verflüssigt und dieser Umstand zu einem Sprung des Kühlrohres *V* (Fig. 2) Veranlassung gegeben und somit eine Verunreinigung des reinen Argons zur Folge gehabt hatte. Nachdem der Sprung mit Wachskolophoniumkitt provisorisch verschlossen war, wurde das Argon mit Hilfe der Quecksilberpumpe gesammelt und frisch gefunkt, so daß auch diese Versuche nach Reparatur des Rohres mit reinem Argon ausgeführt wurden.

Die Drucke variierten zwischen 592 mm Hg (bis zu diesem Drucke vermochte die obengenannte Menge Argon den Prüfungs-

apparat samt den mit ihm in Verbindung stehenden Apparat-
teilen zu füllen) und 50 mm Hg.

Der Gang der Versuche ist im wesentlichen derselbe, wie
beim Helium.

1. Bestimmung der Minimpotentiale.

Die folgende Tabelle enthält die Minimpotentiale zu-
sammengestellt in ihrer Abhängigkeit vom Druck und von der
Temperatur.

Tabelle 12.

	592	500	340	254	144	95	50 mm
18° {	+ 1880	1650	1410	1250	1040	880	740
	- 1350	1250	1050	900	700	585	440
-65° {	+ 1610	1500	—	1070	1030	975	
	- 920	990	—	720	650	595	

Das merkwürdige Verhalten des Heliums, von 721 mm bis
340 mm Hg bei positiver Entladung und $+18^\circ$ ein Minimum-

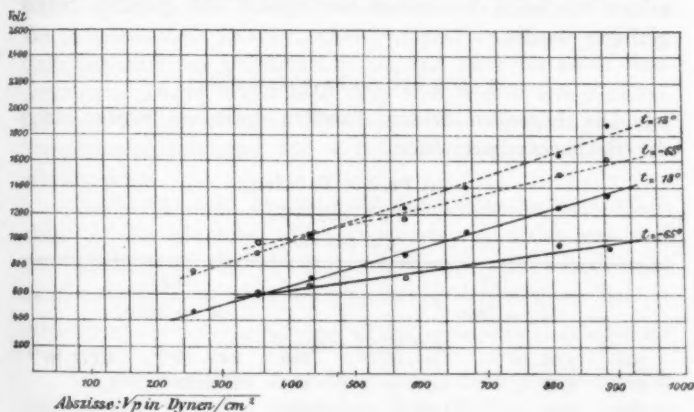


Fig. 12.
Argon (Minimalpotentiale M).

potential zu haben, welches unabhängig vom Druck ist, findet
beim Argon in dem hier untersuchten Bereiche keine Analogie.
Hier nimmt das Minimpotential gleichmäßig der Quadrat-

wurzel aus den Drucken proportional ab, und zwar bis zu den tiefsten untersuchten Drucken. Dasselbe Gesetz gilt für die positive Entladung auch bei -65° , sowie auch für die negative Entladung bei $+18^{\circ}$ und -65° , wie aus Fig. 12 ersichtlich ist.

Man erkennt ferner aus der Figur, daß für beide Vorzeichen bei hohen Drucken mit abnehmender Temperatur auch die Minimumpotentialwerte abnehmen, bei tiefen Drucken dagegen eine Umkehr dieses Verhaltens eintritt, da sich die Geraden für die Temperaturen an ganz bestimmten Stellen schneiden und darauf ungestört weiter zu gehen scheinen. Dieser Schnittpunkt liegt bei der positiven Entladung bei $452^3 \frac{\text{Dynen}}{\text{cm}^2} = 154 \text{ mm Hg}$ und 1060 Volt, bei der negativen Entladung bei $360^3 \frac{\text{Dynen}}{\text{cm}^2} = 98 \text{ mm Hg}$ und 585 Volt.

Die Geraden, auf denen die Minimumpotentialwerte für verschiedene Vorzeichen und konstante Temperatur liegen, verlaufen einander fast parallel, und die Temperaturerniedrigung auf -65° äußert sich in der Weise, daß die Neigungen derselben für beide Vorzeichen um nahezu den gleichen Betrag geringer werden.

2. Die Stromcharakteristiken.

Die folgenden beiden Tabellen enthalten wieder einige der Beobachtungsergebnisse.

a) Positive Entladung.

Tabelle 13.

$p = 592 \text{ mm.}$

$+18^{\circ}$			-65°		
$M_{+} = 1880$			$M_{+} = 1610$		
100	$1,08 \cdot 10^{-7}$	$1,04 \cdot 10^{-8}$	280	$945 \cdot 10^{-8}$	$0,972 \cdot 10^{-4}$
570	2,48 "	1,56 "	490	$1,48 \cdot 10^{-7}$	1,22 "
970	3,50 "	1,87 "	1360	4,72 "	2,17 "
1630	6,75 "	2,6 "	2020	8,1 "	2,84 "
2175	9,17 "	3,02 "	2565	$1,15 \cdot 10^{-8}$	3,39 "
3100	$1,42 \cdot 10^{-6}$	3,77 "	3490	1,80 "	4,25 "
3890	1,96 "	4,43 "	4280	2,56 "	5,06 "
4590	2,56 "	5,06 "	4980	3,24 "	5,69 "
5220	3,1 "	5,56 "	5610	3,92 "	6,25 "

Tabelle 14.

 $p = 254 \text{ mm.}$

+ 18°			- 65°		
$M_+ = 1250$			$M_+ = 1070$		
250	$1,89 \cdot 10^{-7}$	$1,37 \cdot 10^{-4}$	100	$6,75 \cdot 10^{-8}$	$0,82 \cdot 10^{-4}$
850	5,93 "	2,44 "	580	$2,97 \cdot 10^{-7}$	1,72 "
1720	$1,35 \cdot 10^{-6}$	3,67 "	1260	7,3 "	2,7 "
2380	2,06 "	4,54 "	1790	$1,28 \cdot 10^{-6}$	3,58 "
2925	2,83 "	5,31 "	2230	1,78 "	4,21 "
3850	4,6 "	6,78 "	2620	2,33 "	4,82 "
4640	6,6 "	8,11 "	2980	2,70 "	5,2 "
5340	8,5 "	9,21 "			
5870	Funken				

Die Abhängigkeit der Stromstärke von der Spannung ist dieselbe wie beim Helium, nämlich es gilt wieder für beide Temperaturen und den ganzen untersuchten Druckbereich die Formel $\sqrt{i} = c \sqrt{V} + C''$, wie man sofort ersieht, wenn man die Werte wie in Fig. 7 graphisch aufträgt. Auch der Wert der Richtungskonstanten c nimmt wieder bei den höheren Drucken mit abnehmendem Drucke nahezu umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus den Drucken zu, und zwar für beide Temperaturen. Daher erhält man auch hier wieder das Resultat, daß bei Berücksichtigung der disponiblen Spannungen eine Temperaturerniedrigung auf -65° ohne Einfluß auf die Erscheinung ist.

Vergleicht man dagegen die Leitfähigkeiten mit Rücksicht auf die absoluten Spannungswerte, so findet man, daß die Leitfähigkeit mit abnehmender Temperatur, wenn auch nicht bedeutend, so aber doch durchweg zugenommen hat.

b) Negative Entladung.

Bei der negativen Entladung liegen beim Argon die Verhältnisse ganz analog denjenigen beim Helium, nur sind sie hier noch ausgesprochener. Mit abnehmendem Drucke nimmt bei $+18^\circ$ die relative, durch c gemessene Leitfähigkeit von 592 mm bis 254 mm ab; um diesen Druck herum beginnt dieselbe dann langsam wieder zu wachsen. Die absoluten Werte für die Leitfähigkeit sinken dabei auf etwa den zehnten Teil

herab und halten sich dann ziemlich in gleicher Höhe. Ein ähnliches Verhalten treffen wir nun aber auch im Gegensatz zum Helium bei der Temperatur -65° an, denn hier nimmt die relative Leitfähigkeit ebenfalls bei den höheren Drucken mit abnehmendem Drucke ab und steigt erst wieder bei den tieferen Drucken langsam an. Die Umkehr findet hier aber schon bei einem Drucke größer als 254 mm statt, wie aus der Neigung der Geraden sofort zu erkennen ist, wenn man die Werte, der Fig. 11 entsprechend, graphisch aufträgt. Ein so großer Unterschied in den Stromstärkewerten wie bei $+18^{\circ}$ ist hier bei -65° nicht zu konstatieren; dieselben liegen hier alle in derselben Größenordnung.

Der Temperatureinfluß ist daher mit abnehmendem Drucke ein derartiger, daß, während bei 592 mm Hg die Leitfähigkeit, auf die disponiblen Spannungen bezogen, mit der Temperatur gleichzeitig abnimmt, dieselbe bei Druckerniedrigung eine relativ genommene enorme Zunahme zeigt. Andererseits nimmt aber die dielektrische Festigkeit des Gases bei -65° sehr viel schneller ab als bei $+18^{\circ}$; z. B. tritt die Unstetigkeit bei 254 mm Hg und 18° erst bei 1000 Volt (disponibel) auf, während bei -65° das Gas keine höhere Spannung als 560 Volt verträgt. Auch geht bei -65° und 592 mm Hg die Spitzenentladung sogar unstetig in die Funkenentladung über, während bei derselben Temperatur und tieferen Drucken, und bei $+18^{\circ}$ bei allen Drucken nur eine plötzliche beträchtliche Stromzunahme, verbunden mit einer Spannungsabnahme, d. h. also eine Verwandlung in den gewöhnlichen Glimmstrom, zu beobachten war.

Ein Vergleich der bei der positiven und negativen Entladung übertragenen Elektrizitätsmengen läßt wieder deutlich erkennen, daß die Stromstärke bei der negativen Entladung diejenige bei der positiven weit übertrifft.

Die zweiatomigen Gase Wasserstoff und Stickstoff.

Wenn auch die beiden bisher besprochenen einatomigen Gase schon wesentliche Unterschiede in ihrem Verhalten bei Temperatur- und Druckänderungen gezeigt hatten, so wird uns doch ein Vergleich mit den nunmehr folgenden zweiatomigen Gasen Wasserstoff und Stickstoff deutlich erkennen lassen, daß

wir es hier mit zwei verschiedenen Körperklassen zu tun haben, deren verschiedenes Verhalten in erster Linie durch die Anzahl der Atome im Molekül bedingt ist.

Wasserstoff.

Reihe I und II bei $+18^\circ$.

Bevor der Wasserstoff bei den verschiedenen Temperaturen untersucht wurde, wurden zwei Reihen bei Zimmertemperatur ($+18^\circ$) ausgeführt, aus denen ersichtlich ist, wie groß die Übereinstimmung solcher Reihen untereinander ist. Es wurde dabei versucht, beide Male nahezu die gleichen Drucke herzustellen.

Die Untersuchungsergebnisse sind in den folgenden Tabellen zusammengestellt.

1. Bestimmung der Minimpotentiale.

Tabelle 15.

Reihe I.						
712	475	306,5	200	98	48,5	19,6
+ 2300	1910	1600	1270	1240	1110	765
- 1960	1640	1320	1080	840	640	430
Reihe II.						
695	454	301	202	99	50 mm	
+ 2450	1910	1660	1325	1270	1100	
- 1980	1640	1310	1080	825	645	

Trägt man wieder, wie bei den Figg. 6 und 12, die Quadratwurzeln aus den Drucken (in Dynen pro cm^2 gerechnet) als Abszissen und die entsprechenden Spannungswerte als Ordinaten in ein Koordinatensystem ein, so erhält man, vgl. Fig. 13, bei höheren Drucken für die positive Entladung gerade so wie früher gerade Linien. Bei den niederen Drucken tritt dagegen ein charakteristischer Unterschied gegenüber den einatomigen Gasen zutage, und zwar tritt derselbe bei beiden untersuchten zweiatomigen Gasen deutlich hervor, nämlich daß hier beim H_2 für Drucke niedriger als 480^2 Dynen/ cm^2 gleich 170 mm Hg das Minimpotential für die positive Entladung

bei $+18^\circ$ mit abnehmendem Drucke eine Weile angenähert konstant bleibt, und erst dann bei fortgesetzter weiterer Druckerniedrigung wieder weiter abnimmt, um schließlich nach dem Passieren eines Minimums wieder zu wachsen. In diesem Druckbereiche, wo das Minimumpotential konstant bleibt, nimmt die Stromstärke verhältnismäßig stark zu, wie aus den Tab. 17 und 18 ersichtlich ist, und das allmähliche Sichtbarwerden

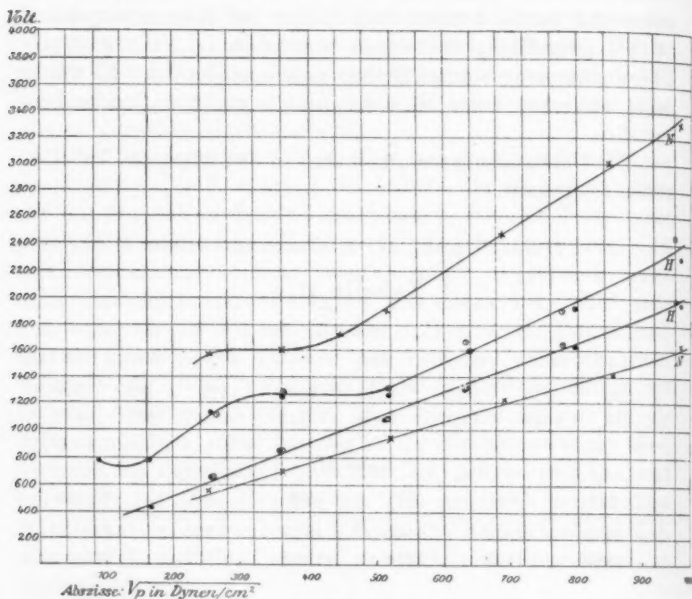


Fig. 13.

Wasserstoff und Stickstoff bei 18° (Minimalpotentiale M).

eines schwachen diffusen Lichtes in dem ganzen Entladungsraume läßt darauf schließen, daß sich in diesem Bereiche die positive Spitzenentladung allmählich in die Glimmentladung verwandelt.

Bei der negativen Entladung liegen bis zu den tiefsten untersuchten Drucken hinab sämtliche Punkte auf einer geraden Linie, so daß hier das Gesetz I von p. 815 wieder in dem ganzen Druckbereiche strenge Gültigkeit besitzt.

Die für die beiden Reihen erhaltenen Werte liegen immer sehr nahe beieinander und sie liefern für die positive und die negative Entladung nur je eine einzige Kurve.

2. Die Stromcharakteristiken.

a) Für die positive Entladung.

Es mögen hier der Kürze halber wieder nur drei Reihen mitgeteilt werden, da dieselben die Erscheinung genügend charakterisieren.

Tabelle 16.

I. Reihe. $p = 712 \text{ mm}$			II. Reihe. $p = 695 \text{ mm}$		
$M_+ = 2300$			$M_+ = 2450$		
180	$3,78 \cdot 10^{-7}$	$0,615 \cdot 10^{-3}$	360	$6,2 \cdot 10^{-7}$	$0,79 \cdot 10^{-3}$
300	5,00 „	0,71 „	900	$1,46 \cdot 10^{-6}$	1,21 „
700	$1,04 \cdot 10^{-6}$	1,02 „	2320	4,06 „	2,02 „
1050	1,5 „	1,22 „	3385	6,55 „	2,56 „
1380	2,03 „	1,42 „	4310	9,4 „	3,06 „
1670	2,5 „	1,58 „	5830	$1,36 \cdot 10^{-5}$	3,68 „
2470	4,19 „	2,04 „	7150	2,18 „	4,66 „
2940	5,4 „	2,82 „	8300	2,76 „	5,25 „
3535	6,9 „	2,62 „			
4460	$1,05 \cdot 10^{-5}$	3,24 „			
5270	1,41 „	3,76 „			
5980	1,76 „	4,2 „			
6660	2,11 „	4,6 „			
7300	2,48 „	4,98 „			

Tabelle 17.

I. Reihe. $p = 200 \text{ mm}$			II. Reihe. $p = 202 \text{ mm}$		
$M_+ = 1270$			$M_+ = 1325$		
620	$1,35 \cdot 10^{-6}$	$1,16 \cdot 10^{-3}$	315	$5,5 \cdot 10^{-7}$	$0,74 \cdot 10^{-3}$
1110	3,1 „	1,76 „	775	$1,76 \cdot 10^{-6}$	1,33 „
1405	4,58 „	2,14 „	1645	5,4 „	2,32 „
1700	6,06 „	2,46 „	2850	$1,32 \cdot 10^{-5}$	3,63 „
2360	$1,08 \cdot 10^{-5}$	3,28 „	3775	2,23 „	4,72 „
2905	1,59 „	3,99 „	4565	3,07 „	5,55 „
3390	2,12 „	4,6 „	5265	4,02 „	6,34 „
3830	2,86 „	5,35 „	5895	5,2 „	7,21 „
4620	4,03 „	6,35 „			
5320	5,2 „	7,2 „			
5950	6,5 „	8,06 „			

Tabelle 18.

I. Reihe. $p = 48,5 \text{ mm}$			II. Reihe. $p = 50 \text{ mm}$		
$M_+ = 1110$			$M_+ = 1100$		
220	$4,25 \cdot 10^{-6}$	$2,06 \cdot 10^{-8}$	240	$2,76 \cdot 10^{-6}$	$1,66 \cdot 10^{-8}$
380	6,35 "	2,52 "	1000	$1,36 \cdot 10^{-5}$	3,68 "
980	$1,85 \cdot 10^{-5}$	4,3 "	1870	3,8 "	6,16 "
1565	3,64 "	6,03 "	2580	6,35 "	7,96 "
1860	4,68 "	6,84 "	3075	8,7 "	9,31 "
2520	8,05 "	8,97 "	3560	Funken	
3065	$1,14 \cdot 10^{-4}$	10,7 "			
3290	Funken				

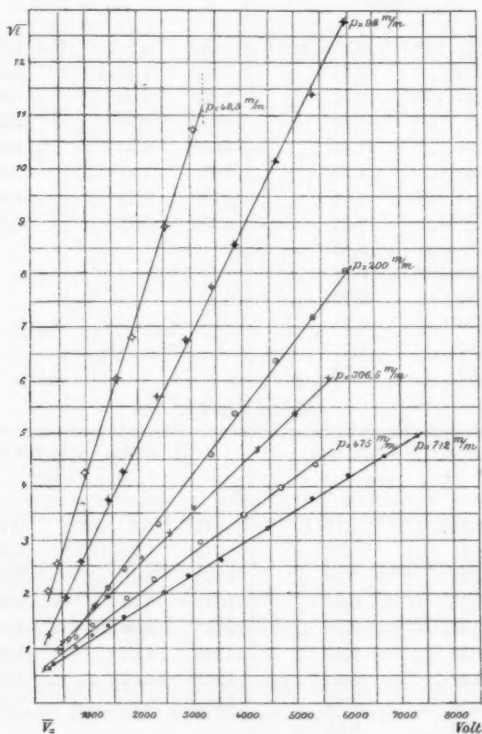


Fig. 14.
Wasserstoff + bei 18° (Stromcharakteristiken).

Trägt man die sämtlichen beobachteten Werte in gleicher Weise wie früher graphisch auf, so erkennt man sofort, daß auch hier wieder das uns schon bekannte Gesetz II von p. 817 gältig ist. In Fig. 14 sind die Werte für die I. Reihe in voller Ausführlichkeit aufgetragen.

b) Für die negative Entladung.

In den folgenden Tabellen haben die Zahlen der ersten und zweiten Kolumne dieselbe Bedeutung wie früher; über die Bedeutung derjenigen der dritten Kolumne vgl. p. 840.

Auch hier sollen wieder nur zwei von sechs Beobachtungsreihen mitgeteilt werden.

Tabelle 19.

I. Reihe. $p = 712$ mm. $M_- = 1960$			II. Reihe. $p = 695$ mm. $M_- = 1980$		
810	$8,05 \cdot 10^{-5}$	$1,87 \cdot 10^{-3}$	110	$5,6 \cdot 10^{-5}$	$1,46 \cdot 10^{-3}$
420	9,86 „	2,14 „	400	$1,1 \cdot 10^{-4}$	2,3 „
715	$1,45 \cdot 10^{-4}$	2,76 „	695	1,63 „	2,99 „
1010	1,91 „	3,32 „	990	2,2 „	3,64 „
1900	2,5 „	3,97 „	1560	3,43 „	4,9 „
1580	3,04 „	4,52 „			

Tabelle 20.

I. Reihe. $p = 200$ mm $M_- = 1080$			II. Reihe. $p = 202$ mm $M_- = 1080$		
260	$7,27 \cdot 10^{-5}$	$1,74 \cdot 10^{-3}$	530	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$2,7 \cdot 10^{-3}$
420	$1,12 \cdot 10^{-4}$	2,32 „	715	1,94 „	3,35 „
715	1,95 „	3,36 „	1010	2,98 „	4,46 „
900	2,6 „	4,08 „	1260	3,58 „	5,04 „
990	2,94 „	4,42 „			
1070	3,22 „	4,7 „			

Im Gegensatz zu den einatomigen Gasen finden wir hier als Beziehung zwischen der Spannung und der Stromstärke den Ausdruck

(III) $i^{2/3} = a \cdot \bar{V} + B,$

oder die Spannung hängt linear ab von der $\frac{2}{3}$ ten Potenz von i . Die Werte $i^{2/3}$ sind in den vorstehenden Tab. 19 und 20 in Ampères in der dritten Kolumne angegeben. Trägt man diese Werte und die Spannungen graphisch auf (vgl. Fig. 18 für die dritte Wasserstoffreihe), so erhält man wieder gerade Linien. Durch diese Formel (III) wird zum Ausdruck gebracht, daß die Stromstärke mit steigender Spannung bei dem zweiatomigen Wasserstoff und negativer Entladung verhältnismäßig langsamer zunimmt, als dieses bei den einatomigen Gasen der Fall war.

Reihe III bei verschiedenen Temperaturen.

1. Bestimmung der Minimumpotentiale.

Tabelle 21.

		703	384,5	251	97 mm
18°	{	+ 2280	1840	1660	1440
		— 2190	1690	1420	1000
— 65°	{	+ 1900	1650	1410	1065
		— 1680	1410	1200	850
— 189°	{	+ (1850?)	1540	—	1020
		— 1550	1305	—	980

Die Minimumpotentiale nehmen auch hier wieder nach dem gleichen Gesetze mit dem Drucke ab wie früher. Trägt man die Werte wieder graphisch auf, so findet bei der positiven Entladung und + 18° wieder bei etwa 170 mm Hg der schon p. 836 erwähnte Stillstand des Minimumpotentiales statt. Bei den anderen beiden Temperaturen ist in dem untersuchten Druckbereiche die entsprechende Erscheinung nicht aufgetreten.

Die Temperaturerniedrigung beeinflusst das positive Minimumpotential derartig, daß dasselbe bis zu — 65° stark, so dann aber bis — 189° nur noch wenig abnimmt. Der in der Tab. 21 mit einem ? versehene Wert des Minimumpotentiales bei 703 mm Hg und — 189° konnte nicht scharf erhalten werden wie die übrigen Werte, weil hier das Minimumpotential gleich nach dem Einsetzen des Stromes ganz rapide stieg, und zwar noch über das entsprechende Minimumpotential bei + 18° hinaus.

Wie sehr das Minimumpotential von der eben durch das Gas hindurchgeschickten Elektrizitätsmenge abhängt, erkennt

man sofort, wenn man die Zahlen vergleicht, die man für dasselbe nach schwachem, sowie nach stärkerem hindurchgeleiteten Strome erhält. Im ersten Falle ergaben sich die Werte:

bei	+ 18°	. . .	2280 Volt,
„	- 65°	. . .	1900 „
„	- 189°	. . .	um 2000 „

dagegen am Ende einer Reihe:

bei	+ 18°	. . .	4400 Volt,
„	- 65°	. . .	4670 „
„	- 189°	. . .	3300 „

Wie schon angedeutet, ist bei -189° die positive Entladung anfangs sehr unbeständig. Daß dieses Verhalten vielleicht nur ein zufälliges gewesen wäre, wird dadurch widerlegt, daß am Schlusse der ganzen Untersuchung, nachdem inzwischen auch die Edelgase Helium und Argon in demselben Apparate mit derselben Spitze untersucht waren, das gleiche Minimumpotential sich ebenso unbeständig erwies. Während daselbst die übrigen Minimumpotentialwerte und auch die Stromcharakteristiken sehr nahe miteinander übereinstimmen, ist es wieder gerade dieser eine Punkt, der sich nicht scharf festlegen ließ. Hatte man eben bei einer entsprechenden Spannung, bei etwa 1800—1900 Volt, die Entladung eingeleitet, so hörte doch gleich darauf der Strom auf, und es war nun ein höheres Potential erforderlich, um die Entladung von neuem einzuleiten. Es war nicht möglich, hier einen konstanten Wert zu erhalten. Nimmt man das Potential zu etwa 1850 Volt an, wie im vorliegenden geschehen, so ordnet sich die sich daran anschließende Charakteristik ganz natürlich den übrigen bei.

Auch für die negative Entladung nimmt im wesentlichen das Minimumpotential mit abnehmender Temperatur gleichfalls ab, nur bei niederen Drucken tritt eine Umkehr derart ein, daß das Minimumpotential für -189° einen größeren Wert als das für -65° annimmt, so daß es hier etwa den gleichen Wert wie bei $+18^{\circ}$ hat.

2. Die Stromcharakteristiken.

a) Positive Entladung.

Von vier Sätzen von Versuchsreihen sind im folgenden immer nur zwei in extenso mitgeteilt.

Tabelle 22.

 $p = 703 \text{ mm.}$

+18°			-65°		
$M_+ = 2280$		$\epsilon^{1/2}$ abs.	$M_+ = 1900$		$\epsilon^{1/2}$ abs.
0	$4,0 \cdot 10^{-7}$	$1,18 \cdot 10^{-5}$	1470	$1,89 \cdot 10^{-6}$	$3,29 \cdot 10^{-5}$
740	$1,48 \cdot 10^{-6}$	2,8 "	2230	4,45 "	5,81 "
1090	2,16 "	3,6 "	2870	6,75 "	7,7 "
2490	5,66 "	6,83 "	3950	$1,08 \cdot 10^{-5}$	10,5 "
3570	9,44 "	9,61 "	4850	1,42 "	12,6 "
4470	$1,24 \cdot 10^{-5}$	11,6 "	6350	2,34 "	17,6 "
5970	1,92 "	15,4 "			
7260	2,46 "	18,2 "			

-189°

 $M_+ = 1850 (?)$ $\sqrt{\epsilon}$ Amp.

1120	$1,35 \cdot 10^{-6}$	$1,16 \cdot 10^{-3}$
1780	2,43 "	1,56 "
2325	3,64 "	1,91 "
3250	5,8 "	2,41 "
4040	8,1 "	2,84 "
4740	$1,07 \cdot 10^{-5}$	3,27 "

Tabelle 23.

 $p = 97 \text{ mm.}$

+18°			-65°		
$M_+ = 1440$		$\sqrt{\epsilon}$	$M_+ = 1065$		$\sqrt{\epsilon}$
200	$1,89 \cdot 10^{-6}$	$1,37 \cdot 10^{-3}$	100	$9,45 \cdot 10^{-7}$	$0,972 \cdot 10^{-3}$
660	5,4 "	2,32 "	575	$3,5 \cdot 10^{-6}$	1,87 "
1530	$1,58 \cdot 10^{-5}$	3,97 "	1035	8,9 "	2,98 "
2190	3,0 "	5,48 "	1905	$2,47 \cdot 10^{-5}$	4,97 "
2735	4,5 "	6,7 "	2565	3,9 "	6,25 "
3660	7,0 "	8,36 "	3110	4,93 "	7,02 "
4450	$1,01 \cdot 10^{-4}$	10,0 "	4035	7,54 "	8,68 "

-189°

 $M_+ = 1020$ $\sqrt{\epsilon}$

145	$9,45 \cdot 10^{-7}$	$0,97 \cdot 10^{-3}$
320	$2,02 \cdot 10^{-6}$	1,42 "
1080	7,15 "	2,67 "
1950	$1,8 \cdot 10^{-5}$	4,24 "
3155	3,9 "	6,25 "
4080	7,0 "	8,36 "

Hier beim Wasserstoff (und später auch beim Stickstoff) ist die Abhängigkeit der Stromstärke von der Spannung nicht in dem ganzen untersuchten Druck- und Temperaturbereiche durch eine einzige Formel darstellbar, vielmehr haben wir neben dem Gesetze III

$$i^{2/3} = a \bar{V} + B$$

bei höheren Drucken und den höheren Temperaturen das Gesetz II

$$\sqrt{i} = c \cdot \bar{V} + C''$$

bei niederen Drucken und den tieferen Temperaturen.

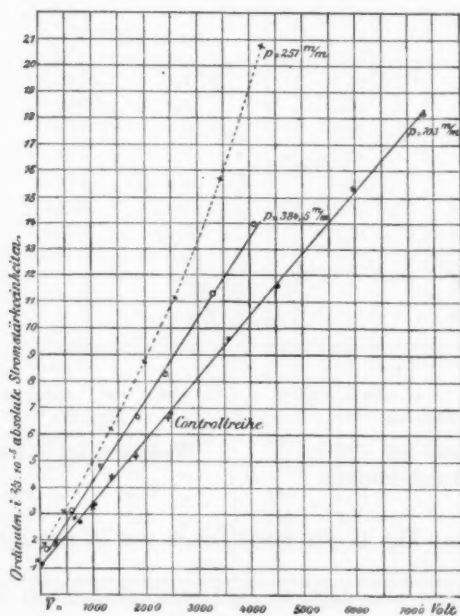


Fig. 15.

Wasserstoff + bei 18° (Stromcharakteristiken).

In den Tab. 22 und 23 ist bei der dritten Kolumne immer durch Übersetzen des Exponenten von i angegeben, ob

für die Reihe das Gesetz II oder III gilt. Die Figg. 15 u. 16 enthalten die Kurven für $+18^\circ$ und -189° .

Gerade so wie früher bei den einatomigen Gasen, übt auch hier eine Temperaturniedrigung von $+18^\circ$ auf -189° keinen sehr großen Einfluß auf die Stromcharakteristiken aus,

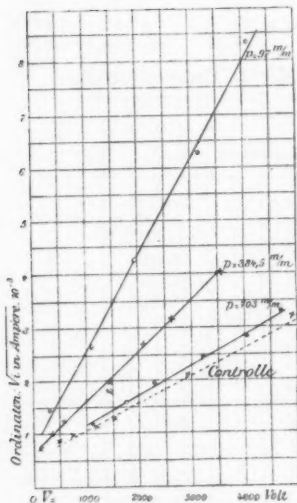


Fig. 16.

Wasserstoff bei -189°
(Stromcharakteristiken).

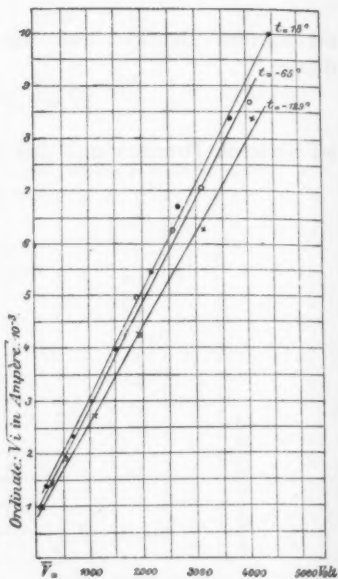


Fig. 17.

Wasserstoff bei 97 mm.

wie z. B. aus Fig. 17 für einen Druck von 97 mm Hg ersichtlich ist.

Vergleicht man dagegen die Leitfähigkeiten mit Rücksicht auf die absoluten Spannungswerte miteinander, so ergibt sich, daß von 18° bis -65° immer eine Leitfähigkeitszunahme stattfindet, während von -65° bis -189° dieselbe wieder abnimmt.

b) Negative Entladung.

Tabelle 24.

 $p = 384,5 \text{ mm.}$

+ 18°			- 65°		
$M_- = 1690$		$i^{7/8}$	$M_- = 1410$		$i^{7/8}$
200	$6,75 \cdot 10^{-5}$	$1,66 \cdot 10^{-3}$	230	$1,04 \cdot 10^{-4}$	$2,21 \cdot 10^{-3}$
410	$1,17 \cdot 10^{-4}$	2,39 "	590	2,05 "	3,48 "
880	2,26 "	3,7 "	800	2,62 "	4,10 "
1120	2,94 "	4,41 "	1070	3,50 "	4,96 "
1300	3,46 "	4,94 "			

- 189°		
$M_- = 1305$		$i^{7/8}$
135	$4,4 \cdot 10^{-5}$	$1,25 \cdot 10^{-3}$
335	8,8 "	1,98 "
695	$1,59 \cdot 10^{-4}$	2,93 "
795	1,85 "	3,25 "
995	2,4 "	3,86 "
1175	2,9 "	4,38 "
1335	3,48 "	4,95 "

Tabelle 25.

 $p = 97 \text{ mm.}$

+ 18°			- 65°		
$M_- = 1000$		$i^{7/8}$	$M_- = 850$		\sqrt{i}
165	$6,5 \cdot 10^{-5}$	$1,62 \cdot 10^{-3}$	150	$7,0 \cdot 10^{-5}$	$8,36 \cdot 10^{-3}$
340	$1,35 \cdot 10^{-4}$	2,63 "	315	$1,2 \cdot 10^{-4}$	11,0 "
640	2,78 "	4,25 "	490	1,82 "	13,5 "
795	3,53 "	5,0 "	650	2,6 "	16,1 "
			810	3,53 "	18,8 "

- 189°		
$M_- = 980$		\sqrt{i}
185	$7,8 \cdot 10^{-5}$	$8,83 \cdot 10^{-3}$
360	$1,64 \cdot 10^{-4}$	12,8 "
520	2,52 "	15,9 "
660	3,64 "	18,8 "

Bei der negativen Entladung gilt für $+18^\circ$ durchweg die Formel (III) (vgl. Fig. 18). Bei -65° und -189° tritt bei den tiefsten Drucken an ihre Stelle wieder die Formel (II).

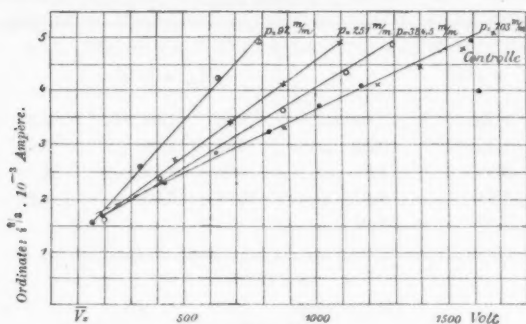


Fig. 18.

Wasserstoff — bei $+18^\circ$ (Stromcharakteristiken).

Trägt man die beobachteten Wertepaare wieder graphisch auf, so findet man, daß bei konstanter Temperatur mit abnehmendem Drucke die Leitfähigkeit wieder zunimmt, und zwar bei -65° weniger stark, bei -189° stärker als bei $+18^\circ$. Hieraus folgt dann, daß, wie z. B. aus Fig. 19 er-

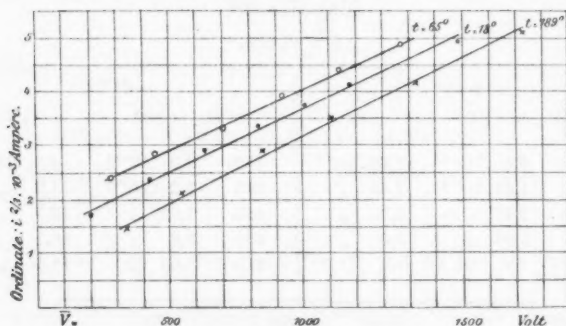


Fig. 19.

Wasserstoff — bei 703 mm.

sichtlich ist, bei den hohen Drucken einer Temperaturabnahme von 18° auf -65° , auf die disponiblen Spannungswerte bezogen, eine Leitfähigkeitszunahme entspricht, einer weiteren

Temperaturabnahme auf -189° sodann ein beträchtliches Zurückgehen derselben. Bei dem Drucke von 97 mm Hg hat sich der Temperatureinfluß gerade umgekehrt, indem jetzt eine Temperaturabnahme auf -65° auch eine Leitfähigkeitsabnahme zur Folge hat, sodann aber bei weiterer Temperaturerniedrigung dieselbe ziemlich bedeutend wieder wächst.

Die Temperaturabnahme hat auf die Neigungen der Geraden bei der graphischen Darstellung (also Größen, die den c bez. a der obigen Formeln entsprechen) keinen Einfluß.

Mit Rücksicht auf die absoluten Spannungswerte wirkt eine Temperaturerniedrigung auf die Leitfähigkeit in der gleichen Weise ein, wie bei der positiven Entladung, denn auch hier nimmt von 18° bis -65° die Leitfähigkeit zu, bis -189° sodann wieder ab.

Reihe IV. Kontrollreihe.

Wie schon p. 789 erwähnt, war am Schluß der Untersuchungen nochmals zu konstatieren, ob sich an der ganzen Apparatanordnung sowie an der Beschaffenheit der Spitze nichts Wesentliches geändert hatte. Da der Wasserstoff am bequemsten rein darzustellen ist, so wurde derselbe für diese Kontrolle verwendet. Es wurde mit der Spülung und Füllung des Entladungsgefäßes gerade so wie früher verfahren, und es wurden Entladungen beiderlei Vorzeichen besonders lange durch das Rohr geschickt, um das Edelgas, das sich in dem Spitzenmetall festgesetzt hatte, wieder vollkommen zu vertreiben. Es wurden bei Atmosphärendruck (701 mm) bei $+18^{\circ}$ und -189° gerade so wie früher die Minimumpotentiale für beide Vorzeichen bestimmt und die Charakteristiken aufgenommen. Diese Werte sind in der folgenden Tabelle enthalten.

Tabelle 26.
 $p = 701$ mm bei $+18^{\circ}$.

$M_+ = 2380$			$M_- = 2140$		
$i^{7/8}$ abs.			$i^{7/8}$ Amp.		
0	$4,0 \cdot 10^{-7}$	$1,17 \cdot 10^{-5}$	880	$1,95 \cdot 10^{-4}$	$3,36 \cdot 10^{-3}$
240	8,4 "	1,92 "	1240	2,64 "	4,11 "
640	$1,48 \cdot 10^{-6}$	2,8 "	1400	3,0 "	4,48 "
1000	2,0 "	3,41 "	1560	3,32 "	4,78 "
1320	2,8 "	4,27 "	1680	3,56 "	5,02 "
1760	3,7 "	5,18 "			
2390	5,4 "	6,63 "			

bei -189° .

$M_+ = (1850?)$		\sqrt{s} Amp.	$M_- = 1600$
500	$7,2 \cdot 10^{-7}$	$0,85 \cdot 10^{-3}$	—
770	9,0 „	0,95 „	
1170	$1,32 \cdot 10^{-6}$	1,15 „	
1530	1,96 „	1,4 „	
2920	4,4 „	2,1 „	
4900	$1,09 \cdot 10^{-5}$	3,30 „	

Die Übereinstimmung mit den entsprechenden früheren Beobachtungsreihen ist so gut, wie sie nur erwartet werden konnte. Die Werte sind des Vergleiches halber in die Figg. 15, 16 und 18 mit eingezeichnet.

Stickstoff.

Reihe I bei verschiedenen Temperaturen.

1. Bestimmung der Minumpotentiale.

Tabelle 27.

		704	360	197	79 mm
+ 18°	{	+ 3090	2300	1890	1610
		— 2000	1400	1000	555
— 65°	{	+ 2920	—	1785	1440
		— 1600	—	1030	530
— 189°	{	+ 2740	1960	1640	1350
		— 1525	1270	950	680

Trägt man diese Werte wieder, wie p. 813 angegeben, graphisch auf, so erkennt man, daß der Stickstoff hinsichtlich seines Minumpotentiales dasselbe Gesetz befolgt, welches wir schon bei allen anderen Gasen angetroffen haben; es ändert sich also auch hier das Minumpotential proportional der Quadratwurzel aus den Drucken. Während nun aber beim Wasserstoff bei 703 mm Hg und 18° der Unterschied der Minumpotentiale für positives und negatives Vorzeichen nur etwa 300 Volt betrug, ergibt sich hier beim Stickstoff bei demselben Druck und derselben Temperatur ein Unterschied von über 1000 Volt, und zwar in erster Linie infolge des sehr hohen positiven Minumpotentiales. So kommt es denn, daß beim Wasserstoff die Minumpotentialwerte für positives

Vorzeichen bei tieferen Temperaturen schon in den Bereich der Minimpotentiale für negatives Vorzeichen bei höheren Temperaturen fallen, während beim Stickstoff selbst bei den tiefsten Temperaturen die Minimpotentialwerte für positive Entladung noch etwa um 700 Volt höher liegen, als die bei gleicher Dichte erhaltenen Werte für die negative Entladung bei 18°. Bei der positiven Entladung laufen die Geraden, welche den obigen Zusammenhang für verschiedene Temperaturen darstellen, einander nahezu parallel, und zwar nimmt mit abnehmender Temperatur zugleich mit dem Druck auch das Minimpotential beständig ab. Indessen ergibt sich auch hier wieder (vgl. p. 835), daß bei einem Drucke von etwa 150 mm Hg die Gültigkeit des obigen Gesetzes aufhört, und die Minimpotentiale sodann, und zwar hier beim Stickstoff höchstwahrscheinlich bei allen Temperaturen, bei weiterer Druckerniedrigung eine Weile nur sehr wenig abnehmen.

Bei der negativen Entladung ist für hohe Drucke der Temperatureinfluß der gleiche, wie für die positive Entladung; mit abnehmendem Drucke schneiden sich aber die Geraden, welche die Beziehung zwischen den Minimpotentialen und den Quadratwurzeln aus den Drucken darstellen, gegenseitig, so daß bei den tiefsten Drucken das Minimpotential bei -189° einen größeren Wert hat, als bei den beiden höheren Temperaturen. Wir haben also hier das gleiche Verhalten, welches uns schon beim Wasserstoff begegnet war.

2. Die Stromcharakteristiken.

a) Für positives Vorzeichen.

Tabelle 28.

$p = 704 \text{ mm.}$

+ 18°			- 65°		
$M_+ = 3090$		$i^{1/2} \text{ abs.}$	$M_+ = 2920$		$i^{1/2}$
280	$1,48 \cdot 10^{-7}$	$0,6 \cdot 10^{-5}$	400	$1,35 \cdot 10^{-7}$	$0,57 \cdot 10^{-5}$
1680	8,77 „	1,97 „	710	2,43 „	0,84 „
2760	$1,55 \cdot 10^{-5}$	2,89 „	1255	4,72 „	1,31 „
3660	2,3 „	3,75 „	2180	$1,02 \cdot 10^{-6}$	2,18 „
5160	3,78 „	5,21 „	2970	1,55 „	2,89 „
			3670	2,06 „	3,49 „
			4300	2,56 „	4,04 „

- 189°		
$M_+ = 2740$		$i^{7/8}$
230	$5,4 \cdot 10^{-8}$	$0,31 \cdot 10^{-5}$
1435	$4,05 \cdot 10^{-7}$	1,18 „
2360	8,1 „	1,87 „
3150	$1,15 \cdot 10^{-6}$	2,36 „
3850	1,51 „	2,84 „
4480	1,90 „	3,9 „

Tabelle 29.

 $p = 197 \text{ mm.}$

+ 18°			- 65°		
$M_+ = 1890$		$i^{7/8}$	$M_+ = 1785$		$i^{7/8}$
110	$1,35 \cdot 10^{-7}$	$0,57 \cdot 10^{-5}$	95	$9,45 \cdot 10^{-8}$	$0,45 \cdot 10^{-5}$
680	7,83 „	1,84 „	605	$5,0 \cdot 10^{-7}$	1,36 „
1080	$1,28 \cdot 10^{-6}$	2,54 „	1175	$1,15 \cdot 10^{-6}$	2,36 „
2285	3,37 „	4,85 „	2330	3,5 „	4,96 „
3210	5,8 „	6,95 „	3305	5,66 „	6,84 „
4000	7,95 „	8,6 „	4095	7,95 „	8,6 „
4700	$1,00 \cdot 10^{-5}$	10,0 „	4795	$1,03 \cdot 10^{-5}$	10,2 „

- 189°		
$M_+ = 1640$		$i^{7/8}$
250	$1,21 \cdot 10^{-7}$	$0,53 \cdot 10^{-5}$
460	2,56 „	0,87 „
1330	9,44 „	2,07 „
2535	$2,26 \cdot 10^{-6}$	3,71 „
3460	3,78 „	5,22 „
4250	5,0 „	6,3 „
4950	6,6 „	7,58 „

Als Abhängigkeit der Stromstärke von der Spannung gilt auch hier durchweg die Gleichung (III)

$$i^{7/8} = a \bar{V} + B$$

nur bei + 18° und 79 mm Hg stoßen wir wieder auf die frühere Gleichung (II). Die Fig. 20 enthält die Charakteristiken z. B. für die Temperatur - 189°. Vergleicht man die bei einem bestimmten Drucke mit variabler Temperatur erhaltenen

Kurven, so ergibt sich, daß von 18° bis -65° die Leitfähigkeit nahezu konstant ist, denn auch die Neigungen der Geraden

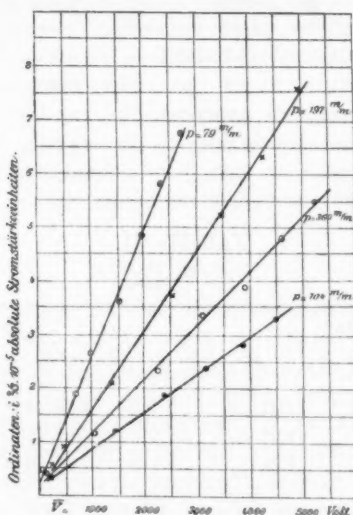


Fig. 20.

Stickstoff + bei -189° (Stromcharakteristiken).

gegen die Achsen sind die gleichen geblieben; dagegen nimmt dieselbe bis -189° beträchtlich ab.

b) Negative Entladung.

Tabelle 30.

$p = 704$ mm.

+ 18°			- 65°		
$M_- = 2000$	$i^{1/2}$ Amp.		$M_- = 1600$	$i^{1/2}$	
135	$4,94 \cdot 10^{-5}$	$1,34 \cdot 10^{-3}$	170	$6,5 \cdot 10^{-5}$	$1,62 \cdot 10^{-3}$
395	7,54 "	1,79 "	500	$1,17 \cdot 10^{-4}$	2,4 "
615	9,6 "	2,1 "	970	1,84 "	3,24 "
1020	$1,38 \cdot 10^{-4}$	2,67 "	1370	2,52 "	3,99 "
1370	1,8 "	3,19 "	1860	3,48 "	4,95 "
1695	2,24 "	3,69 "			
2250	3,06 "	4,54 "			

- 189°		
$M_- = 1525$		\sqrt{i} Amp.
245	$6,5 \cdot 10^{-5}$	$8,06 \cdot 10^{-3}$
575	9,9 "	9,95 "
1045	$1,72 \cdot 10^{-4}$	13,1 "
1445	2,65 "	16,3 "
1775	3,48 "	18,6 "

Tabelle 31.

 $p = 79 \text{ mm.}$

+ 18°			- 65°		
$M_- = 555$		$i^{3/4}$	$M_- = 530$		\sqrt{i}
395	$1,04 \cdot 10^{-4}$	$2,21 \cdot 10^{-3}$	110	$2,16 \cdot 10^{-5}$	$4,65 \cdot 10^{-3}$
785	2,5 "	3,97 "	295	6,0 "	7,75 "
995	3,6 "	5,08 "	510	$1,43 \cdot 10^{-4}$	12,0 "
			640	2,03 "	14,2 "
			750	2,76 "	16,6 "
			870	3,48 "	18,7 "

- 189°		
$M_- = 680$		\sqrt{i}
145	$3,12 \cdot 10^{-5}$	$5,6 \cdot 10^{-3}$
490	$1,87 \cdot 10^{-4}$	13,7 "
600	2,91 "	17,1 "
740	3,9 "	19,7 "

Als Beziehung zwischen i und \bar{V} finden wir hier wieder für + 18° in dem ganzen Druckintervalle die Formel (III); bei - 65° und den höheren Drucken gilt die Formel ebenfalls; bei den tieferen Drucken und - 189° gilt dagegen in dem ganzen Druckbereich die Formel (II).

Bei der graphischen Auftragung erhält man wieder Kurven analog denen, die in Fig. 18 enthalten sind.

Untersucht man bei konstant gehaltener Dichte den Einfluß der Temperatur, so findet man, daß in dem Intervalle von $+18^{\circ}$ bis -65° bei hohen Drucken die Leitfähigkeit bedeutend, bei tieferen Drucken nur wenig zunimmt; von -65° bis -189° nimmt dieselbe bei hohen Drucken wieder etwas ab, bei tiefen dagegen weiter zu.

Mit Rücksicht auf die absoluten Spannungswerte liegen die Verhältnisse dagegen so, daß mit abnehmender Temperatur die Leitfähigkeit zunimmt, und zwar in dem Intervalle von 18° bis -65° in viel stärkerem Maße, als von -65° weiter bis -189° .

Reihe II bei $+18^{\circ}$.

Es wurde außer der soeben wiedergegebenen Reihe bei verschiedenen Temperaturen noch eine Reihe bei $+18^{\circ}$ gemacht, bei welcher die Druckintervalle etwas kleiner gewählt wurden und die bis zu etwas niederen Drucken ausgedehnt wurde. Die Minimumpotentiale sind in der Fig. 13 mit aufgetragen. Der schon oben p. 849 angedeutete Verlauf der Minimumpotentialkurven für positive Entladung, bei 150 mm Hg der Druckachse eine Zeitlang parallel zu verlaufen und erst später weiter zu fallen, tritt hier recht deutlich zu tage. Für die negative Entladung ist der Verlauf der Kurve der normale.

Für die positive Entladung gilt durchweg die Formel $\sqrt{i} = c \bar{V} + C''$, für die negative dagegen die Beziehung $i^{1/4} = a \bar{V} + B$.

Wir haben also hier nahezu die gleichen Verhältnisse, wie bei der vorigen Reihe.

Zusammenfassung der Resultate.

Es mögen die erhaltenen Resultate noch einmal kurz zusammengestellt und einige Betrachtungen an dieselben angeknüpft werden.

1. Als Beziehung zwischen dem Druck und der Minimalpotentialdifferenz bei konstanter Temperatur hatte sich (vgl. p. 815) für beide Vorzeichen die Formel ergeben:

$$(1) \quad M_a = C + (M_b - C) \cdot \sqrt{\frac{p_a}{p_b}},$$

welche anzeigt, daß, wenn man die Wurzeln aus den Drucken als Abszissen und die zugehörigen Minimumpotentialwerte als Ordinaten aufträgt, man für jedes Gas bei einer bestimmten Temperatur und für ein bestimmtes Vorzeichen eine gerade Linie erhält, die aber nicht durch den Koordinatenanfangspunkt hindurchgeht (daher die additive Konstante C), so daß also dem Drucke $p = 0$ nicht auch ein $M = 0$ entsprechen würde. Für ein anderes Gas, eine andere Temperatur oder entgegengesetztes Vorzeichen haben die Geraden andere Lagen.

Dieses Gesetz I findet sich nun bei der negativen Spitzenentladung, wo wir die reine Erscheinung des negativen Glimmlichtes an der Spitze haben, überall bestätigt. Auch bei positiver Spitze gilt dasselbe durchweg, bis auf ein paar Ausnahmen, was aus dem Grunde nicht verwunderlich ist, weil auch sonst die Entladungserscheinungen an der Anode bei weitem nicht so regelmäßig sind wie an der Kathode, wo sie im wesentlichen durch den Kathodenfall bedingt sind. Zunächst macht das *Helium* eine Ausnahme bei der Temperatur $+18^\circ$, indem das positive Minimumpotential in dem Druckbereiche von 720 mm bis 340 mm Hg vom Drucke unabhängig ist, wobei es konstant einen Wert von 905 Volt besitzt; bei niederen Temperaturen wurde ferner auch bei *negativer* Spitze eine reine Spitzenentladung erhalten, so daß sich hier für einen Druck zwei Minimumpotentialwerte ergaben, einer für die reine negative Spitzenentladung, der andere für die Glimmentladung wie bei den übrigen Gasen. Beim *Wasserstoff* haben wir bei $+18^\circ$ von Atmosphärendruck bis etwa 170 mm Hg, beim *Stickstoff* bis etwa 150 mm Hg das durch die obige Formel ausgedrückte normale Verhalten auch der positiven Entladung, solange wir es eben mit einer reinen Spitzenentladung zu tun haben. Bei weiterer Druckerniedrigung geht dieselbe dann in die Glimmentladung über, was sich durch das Auftreten einer Lichterscheinung auch an der Plattenelektrode und durch ein beträchtliches Zunehmen der Stromstärke bemerkbar macht. Bei der graphischen Auftragung der Beobachtungswerte kommt dieses in der Weise zum Ausdruck, daß die Geraden, welche die Beziehung zwischen \sqrt{p} und M darstellen, bei 170 mm bez. 150 mm Hg in Kurven übergehen, die zuerst ein Stück nahezu horizontal verlaufen und darauf bei fortgesetzter Druck-

verminderung infolge weiterer Abnahme der Minimumpotentialwerte sich langsam abwärts wenden, um bei tiefen Drucken verhältnismäßig schnell wieder anzusteigen.

2. Für die *positive* Spitzenentladung wurde bei der vorliegenden Versuchsanordnung ein Gesetz gefunden, welches dem von Röntgen aufgestellten ähnlich ist, das aber eine Erweiterung in der Richtung erfahren hat, daß es sich auch auf die einatomigen Gase bezieht. Dasselbe lautet:

Das Produkt aus dem Minimumpotential M und der Wurzel aus der mittleren freien Weglänge L , dividiert durch die Wurzel aus der Anzahl n der Atome in Molekül, also der Ausdruck

$$(Ia) \quad \sqrt{\frac{L}{n}} \cdot M = A$$

hat für die untersuchten ein- und zweiatomigen Gase bei dem gleichen Druck und derselben Temperatur nahezu den gleichen Wert.

Mit abnehmendem Drucke nimmt der Wert von A ein wenig zu, wie aus der folgenden kurzen Zusammenstellung ersichtlich ist.

Helium bei 18°.

$p = 280$ mm	$10 A = 76,0$
167	77,0
100	86,0
49	100,0

Argon bei 18°.

$p = 592$ mm	$10 A = 68,5$
144	77,0

Wasserstoff bei 18°.

$p = 712$ mm	$10 A = 71,3$
384	78
306	76

Stickstoff bei +18°.

$p = 704$ mm	$10 A = 70,5$
360	78,8
197	81,7
148	85,0

Für die Berechnung des Wertes von A sind die folgenden Werte für die mittleren freien Weglängen benutzt worden:

L für He bei 0° und 760 mm	$= 2760 \cdot 10^{-8}$ cm	$C' = 80,3$
L „ Ar	1002 „	169,9
L „ H ₂	1780 „	79
L „ N ₂	950 „	84

Die mittleren freien Weglängen für die tieferen Temperaturen wurden nach der Sutherlandschen Formel¹⁾

$$L = L_0 \cdot \frac{1 + \alpha C'}{1 + \frac{C'}{\Theta}}$$

berechnet, wo α der thermische Ausdehnungskoeffizient des Gases, C' die für jedes Gas charakteristische Kohäsionskonstante, deren Werte in der obigen Zusammenstellung der Werte für die mittleren freien Weglängen mit angefügt worden sind, und Θ die absolute Temperatur ist. Da sich L ferner umgekehrt proportional dem Drucke ändert, so heißt die Formel endlich mit Berücksichtigung von Druck- und Temperaturänderungen:

$$L = L_0 \frac{760}{p} \cdot \frac{1 + \alpha C'}{1 + \frac{C'}{\Theta}}$$

Man erhält nun für die Temperaturen -65° und -189° z. B. unter anderem die folgenden Werte für A :

Argon bei -65° .		Helium bei -189° .	
$p = 592$ mm	$10 A = 54,5$	$p = 100$ mm	$10 A = 59,8$
144	70,7	49	67,7
Wasserstoff bei -65° .		Stickstoff bei -65° .	
$p = 384,5$ mm	$10 A = 67,2$	$p = 704$ mm	$10 A = 63,8$
251	71,0	197	73,9
bei -189°		bei -189°	
$p = 703$ mm	$10 A = 46,9$	$p = 704$ mm	$10 A = 50,1$
384,5	53,0	197	56,9

Man erkennt, wenn man die bei gleichem Druck und verschiedenen Temperaturen erhaltenen Werte von A miteinander vergleicht, daß A von 18° bis -65° im Verhältnis von etwa 1,13:1, von 18° bis -189° im Verhältnis von etwa 1,48:1 abgenommen hat.

3. Als Beziehung zwischen der übertragenen Elektrizitätsmenge und der hierzu erforderlichen Spannungsdifferenz ergab sich für die einatomigen Gase Helium und Argon das für alle

1) O. E. Meyer, Theorie der Gase II. Aufl. p. 168. 1899.

Temperaturen und Drucke, sowie für beide Vorzeichen gültige Gesetz:

$$(II) \quad \sqrt{i} = c \bar{V} + C''.$$

Trägt man also die Werte von \bar{V} als Abszissen und die zugehörigen Werte von \sqrt{i} als Ordinaten in ein Koordinatensystem ein, so liegen sämtliche Punkte je einer Reihe auf einer Geraden, deren Richtung durch c , deren Lage in bezug auf den Koordinatenanfangspunkt durch C'' charakterisiert ist. Für jede einzelne Reihe sind c und C'' Konstante, für verschiedene Reihen nehmen sie andere Werte an, und zwar hat C'' für positive Entladung für die verschiedenen Drucke und Temperaturen durchweg einen Wert von etwa $5 \cdot 10^{-5}$ absoluten E.M. Stromstärkeeinheiten^{1/2}, entsprechend einer Stromstärke von $2 \cdot 10^{-8}$ Amp.; für negative Entladung nimmt bei 18° der Wert von C'' , der hier etwa $5 \cdot 10^{-4}$ E.M.E.^{1/2} beträgt, von hohen zu tiefen Drucken bedeutend ab. Auch bei den tieferen Temperaturen ist eine Abnahme von C'' deutlich wahrzunehmen. Durch die Größe C'' wird die physikalische Erscheinung zum Ausdruck gebracht, daß mit abnehmender Spannung die Stromstärke nicht stetig zu Null abnimmt, sondern in der allernächsten Nähe des Minimumpotentials von einem bestimmten kleinen Werte sprunghaft zu Null übergeht.

Der Wert der Richtungskonstante c erwies sich bei der positiven Entladung als nahezu unabhängig von der Temperatur und nahm etwa umgekehrt proportional der Wurzel aus dem Drucke zu.

Bei der negativen Entladung zeigten das Helium bei +18° und das Argon bei +18° und -65° ein Ausnahmeverhalten, indem mit abnehmendem Druck beim Helium bis etwa 350 mm Hg, beim Argon bis etwa 250 mm Hg auch der Wert von c abnimmt, um erst bei weiterer Druckerniedrigung wieder zu wachsen, d. h. also, bei den höheren Drucken hat eine Druckerniedrigung eine Leitfähigkeitsverminderung zur Folge und erst bei verhältnismäßig tiefen Drucken nimmt die Leitfähigkeit dann wieder zu. Infolgedessen war auch keine einfache Beziehung zwischen der bei einer bestimmten Spannung übertragenen Elektrizitätsmenge und der Temperatur aufzustellen,

und es ließ sich nur ganz allgemein konstatieren, daß mit abnehmender Temperatur die relative Leitfähigkeit anfangs bedeutend zunimmt, wenn dieselbe dann auch, besonders bei hohen Drucken, bei weiterer Temperaturerniedrigung wieder um einen großen Betrag sinkt.

Bei den *zweiatomigen Gasen* H_2 und N_2 hatten wir gefunden, daß Druck- und Temperaturänderungen in wesentlich anderer Weise die Entladung beeinflussen als bei den *einatomigen Gasen*.

Es liegt jedenfalls in der Einatomigkeit der Edelgase begründet, daß die Entladung in dem ganzen untersuchten Druck- und Temperaturbereich sich durch das eine in Formel (II) enthaltene Gesetz darstellen läßt, während anderseits in der Zusammengesetztheit der Moleküle der zweiatomigen Gase der Grund dafür zu suchen sein wird, daß bei den weiten Grenzen der Untersuchungen neben der Formel (II) noch die Formel

$$(III) \quad i^{2/3} = a \bar{V} + B$$

in Anwendung zu bringen ist, indem dieselbe bei den höheren Drucken und den höheren Temperaturen Gültigkeit besitzt.

Die graphischen Aufzeichnungen deuten darauf hin, daß der Übergang von der Formel (III) zur Formel (II) allmählich stattfindet.

Der physikalische Unterschied dieser beiden Formeln wird sofort ersichtlich, wenn man die Neigungen der durch dieselben dargestellten Kurven bestimmt. Zu dem Zweck differenzieren wir die vereinfachten Formeln

$$(III a) \quad i = a^{2/3} \bar{V}^{2/3},$$

$$(II a) \quad i = c^2 \bar{V}^2,$$

und erhalten:

$$(III a') \quad di = \frac{2}{3} a^{2/3} \sqrt{\bar{V}} d\bar{V} = \lambda \cdot \sqrt{\bar{V}} d\bar{V},$$

$$(II a') \quad di = 2 c^2 \bar{V} d\bar{V} = \kappa \bar{V} d\bar{V}.$$

Man erkennt jetzt, daß die Neigung gegen die \bar{V} -Achse $di/d\bar{V}$ im ersten Falle proportional mit $\sqrt{\bar{V}}$, im zweiten proportional mit \bar{V} ist, d. h. es ist im ersten Falle eine größere Spannungssteigerung erforderlich, um die Stromstärke um den gleichen Betrag zu erhöhen als im zweiten Falle.

Bei der negativen Entladung verhalten sich die beiden Gase H_2 und N_2 nahezu gleich, d. h. also, bei 18° gilt bei beiden die Formel (III) für alle Drucke, bei -65° und -189° und tieferen Drucken die Formel (II). Bei der positiven Entladung macht sich dagegen ein deutlicher Unterschied bemerkbar, indem die Arbeit, welche zu einer Ionisierungssteigerung des H_2 vor allem bei tiefen Temperaturen erforderlich ist, geringer ist als die zur Steigerung der Ionisierung des N_2 erforderliche Arbeit für die gleichen Drucke und Temperaturen. Beim N_2 gilt nämlich durchweg die Formel (III), während dieselbe beim H_2 nur bei hohen Drucken und den Temperaturen 18° und -65° gültig ist. Bei den einatomigen Gasen ist also die zur Steigerung der Ionisierung erforderliche Arbeit durchweg klein.

Als Ergebnis der Beobachtungen haben wir vor allem zwei Gesetze kennen gelernt, nämlich das in Formel (Ia) ausgesprochene, welches molekulare Eigenschaften der Gase mit dem Minimumpotential in eine einfache Beziehung setzt, und anderseits die Formel (II), welche die Charakteristik für die verschiedenen Gase enthält. Es fragt sich nun, ob nicht zwischen den Konstanten dieser beiden Gesetze eine einfache Beziehung besteht, insbesondere, ob nicht die Größe c der Formel (II) mit einer der in Formel (Ia) vorkommenden, auf die Natur des Gases sich beziehenden Größen in naher Beziehung steht. Es wurde nun schon oben verschiedentlich darauf hingewiesen, daß die Neigungen der Geraden, welche Formel (II) darstellen, sich nahezu umgekehrt proportional der Wurzel aus dem Drucke ändern; da nun aber umgekehrt proportional dem Drucke die freie Weglänge sich ändert, so wird die Konstante c^2 der freien Weglänge L direkt proportional sein, und man kann daher die Charakteristik, abgesehen von der nur eine Koordinatenverschiebung darstellenden Konstanten C'' , auch schreiben:

$$i = k L \cdot \bar{V}^2.$$

Die Konstante k enthält noch den Einfluß des Entladungsgefäßes, der Gestalt der Spitze, des Abstandes von Spitze und Platte etc., der bereits zum Teil durch andere Autoren bestimmt wurde.

Man sieht somit, daß bei normaler Spitzenentladung bei gegebener disponibler Spannung die erhaltenen Stromstärken für die hier untersuchten ein- und zweiatomigen Gase bei Druckänderungen einfach der mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle proportional sind.

Zum Schlusse möchte ich mir erlauben, Hrn. Prof. Dr. H. Ebert nicht nur für die Anregung zu dieser Arbeit und sein stetes Interesse an derselben, sondern auch für die freundliche Hilfe bei der Darstellung der Edelgase meinen aufrichtigsten Dank auszusprechen.

München, 30. November 1904, Physik. Inst. d. k. Techn. Hochschule.

(Eingegangen 5. Juni 1905.)

2. *Über Magnetisierung durch schnellverlaufende Ströme und die Wirkungsweise des Rutherford-Marconischen Magnetdetektors;*¹⁾
von E. Madelung.

1. Der von Marconi in die drahtlose Telegraphie eingeführte Magnetdetektor beruht auf folgenden Beobachtungen Rutherfords²⁾: Leitet man durch einen magnetisierten Stahl-draht oder in einigen Drahtwindungen um ihn eine elektrische Schwingung, so ändert diese in der Regel seinen Magnetismus. Eine zweite Schwingung vermehrt den Effekt der ersten. Unter dem Einfluß weiterer Schwingungen erreicht er einen Endwert, der bestimmt ist durch Stärke, Form und Richtung der Schwingung, sowie durch den ursprünglichen magnetischen Zustand des Drahtes.

Marconi³⁾ verwertet diese Erscheinung in seinem Magnet-detektor, indem er Rutherfords magnetometrische Beobachtungsweise ersetzt durch telephonischen Nachweis des bei der Änderung der Magnetisierung in einer geeigneten Spule induzierten Stromes.

Nach dem Gesagten ist der Detektor in dieser Form nur imstande eine beschränkte Anzahl elektrischer Wellenzüge nacheinander nachzuweisen. Er bleibt aber dauernd dazu fähig, wenn durch einen Magnetisierungsstrom nach jeder Welle der ursprüngliche magnetische Zustand wieder hergestellt wird, wie es Flemming⁴⁾ durch einen geeigneten Kommutator erreicht. Es genügt aber auch, wenn man mit Marconi durch ein stetig variierendes Feld den Detektorstahldraht einer fortwährend veränderlichen Magnetisierung unterwirft.

Mit dieser Anordnung fand Marconi rein empirisch, daß er die besten Wirkungen dann erhielt, wenn er ein Bündel möglichst feinen Stahldrahtes verwendete. Es wechselte dann die Empfindlichkeit des Detektors im Verlauf eines Magneti-

1) Auszug aus der Göttinger Dissertation.

2) E. Rutherford, Phil. Trans. **89**. p. 1. 1897.

3) G. Marconi, Proc. Roy. Soc. London. **70**. p. 341. 1902.

4) J. A. Flemming, Proc. Roy. Soc. **71**. p. 347.

sierungszykels; sie war am größten, solange das magnetisierende äußere Feld im Zunehmen begriffen war.

Versucht man sich von der Wirkungsweise des Magnetdetektors auf Grund der gewöhnlichen Magnetisierungskurven Rechenschaft zu geben, so gerät man auf unüberwindliche Schwierigkeiten. Das geht schon aus Rutherfords¹⁾ Arbeit über diesen Gegenstand hervor. Dieser bemühte sich, seine Versuche in dieser Weise zu deuten und gründete auf seine aus derartigen Überlegungen gezogenen Schlüsse eine Methode, die Dämpfung elektrischer Schwingungen zu bestimmen. Die mit dieser Methode erhaltenen Resultate²⁾ weichen aber stark von den nach der Bjerknesschen Methode erhaltenen ab³⁾), so daß sich begründete Zweifel an den ihr zugrunde liegenden Überlegungen erheben. Ferner bleibt bei dieser Art der Betrachtung unverständlich, warum eine zweite Welle noch den Effekt der ersten verstärken kann.

Man wird somit zu der Annahme gedrängt, daß die gewöhnlich geltenden Gesetze der Magnetisierung bez. Entmagnetisierung (*statische* Magnetisierungskurven) eine wesentliche Modifikation erfahren müssen, sobald die Geschwindigkeit des Magnetisierungsvorganges sich den Werten nähert, mit denen wir bei Hochfrequenzströmen zu rechnen haben (*dynamische* Magnetisierungskurven).

Die folgende Untersuchung ist darauf gerichtet, von diesem Gesichtspunkte aus das Rutherfordsche Phänomen neu zu bearbeiten, durch das gewonnene Beobachtungsmaterial Aufschluß über die dynamischen Magnetisierungskurven von Stahl-drähten zu erhalten, und für die Wirkungsweise des Marconischen Magnetdetektors eine einwandfreie Erklärung zu geben.

2. Untersuchungen über die Magnetisierung in schnell veränderlichen Feldern liegen bereits in großer Zahl vor. Sie sind nach sehr verschiedenartigen Untersuchungsmethoden unternommen worden. Meist wurde ungedämpfter Wechselstrom zur Erzeugung des Feldes verwendet. Die Frage spitzt sich dann darauf zu, ob die Hysteresisfläche, d. h. die von den

1) E. Rutherford, l. c.

2) H. Brooks, Phil. Mag. (6) 2. p. 92. 1901.

3) V. Bjerknes, Wied. Ann. 55. p. 121. 1895.

4) G. Rempp, Preisaufgabe der Straßburger math.-naturw. Fakultät.

Magnetisierungskurven einer Periode umschlossene Fläche, bei Erhöhung der Frequenz zu- oder abnimmt. Diese Fläche mißt bekanntlich die pro Kubikzentimeter und Magnetisierungszykel verbrauchte Arbeit, die entweder direkt durch Wattmetermessung im Magnetisierungsstromkreis ermittelt¹⁾ oder durch ihr Äquivalent, die im Material auftretende Erwärmung, kalorimetrisch²⁾ bez. bolometrisch³⁾ bestimmt wurde.

Andere Forscher ermittelten diese Arbeit aus der Dämpfung elektrischer Schwingungen in einer Spule mit magnetisierbarem Material⁴⁾, noch andere durch Messung des Selbstinduktionskoeffizienten solcher Spulen.⁵⁾

Mehr Aufschluß als diese „Integralmethoden“ verspricht die direkte Aufnahme von dynamischen Magnetisierungskurven, wie sie entweder mit der Joubertschen Scheibe⁶⁾ oder mit der Braunschen Röhre⁷⁾ zu erhalten sind. Der letztgenannte Weg ist bisher erst andeutungsweise beschritten worden. Ich habe ihn bei meiner Untersuchung in wesentlich vollkommenerer Form verwendet.

Wie sehr trotz der großen Zahl vorhandener Untersuchungen die bisherigen Resultate untereinander abweichen, mag folgende Zusammenstellung zeigen. Für eine Vergrößerung der Hysteresisfläche sprechen die Arbeiten von Wilson und Lydall, Niethammer, Steinmetz, Corbino. Eine Konstanz dieser Fläche folgern Borgmann, Evershed und Vignoles, J. und B. Hop-

1) C. F. Steinmetz, Trans. of the amer. Inst. of electr. eng. 3. p. 8. 1892; A. Gray, Proc. Roy. Soc. London 56. p. 49. 1894.

2) E. Warburg u. L. Hönig, Wied. Ann. 20. p. 814. 1883; A. Tanakadate, Phil. Mag. (5) 28. p. 207. 1889; F. A. Weihe, Wied. Ann. 61. p. 578. 1897; J. Borgmann, Journ. de phys. (2) 2. p. 574. 1883; Evershed u. Vignoles, The Elektr. 29. p. 582. 1892.

3) Ch. Eug. Guy u. B. Herzfeld, Compt. rend. 136. p. 957. 1903; B. Herzfeld, Diss. Darmstadt 1903; Ch. Eug. Guy u. Schidlof, Arch. des Sciences phys. p. 576. 1904.

4) J. Klemenčič, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien 107. p. 330. 1898; Wied. Ann. 58. p. 267. 1896.

5) M. Wien, Wied. Ann. 66. p. 859. 1898.

6) J. u. B. Hopkinson, Elektrotechn. Zeitschr. 13. p. 642. 1892; J. Hopkinson, Wilson u. F. Lydall, Proc. Roy. Soc. 53. p. 352. 1893; F. Niethammer, Wied. Ann. 66. p. 29. 1898; W. Kaufmann, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Gesellsch. 1. p. 42. 1899.

7) O. M. Corbino, Atti. Assoc. electr. ital. 1903; W. M. Varley, Dissert. Straßburg 1903.

kinson, Maurain, Gray, Guye und Herzfeld aus ihren Arbeiten. Hingegen finden Warburg und König, Tanakadate und Weihe eine **Verkleinerung**.

Auf die Besprechung von Einzelergebnissen dieser Arbeiten komme ich später im Anschluß an meine eigenen Resultate zurück.

3. Im Verlaufe der statischen Magnetisierungskurven lassen sich einige Gesetzmäßigkeiten erkennen, die ich vorausschicke, um die später zu erörternden Eigenschaften der dynamischen Magnetisierungskurven ihnen gegenüberstellen zu können; um so mehr, da ich diese Gesetzmäßigkeiten nirgends in dieser Weise ausgesprochen gefunden habe.

Die zu ihrer Ableitung nötigen Untersuchungen wurden an hart gezogenem Stahldraht (Klaviersaitendraht) mit Hilfe des Köpselschen Untersuchungsapparates¹⁾ ausgeführt.

Setzt man ein magnetisches Material einer zwischen $+\infty$ und $-\infty$ allmählich variierenden Feldstärke \mathfrak{H} aus, so durchläuft seine Magnetisierung \mathfrak{J} , bez. seine Induktion \mathfrak{B} Werte, deren graphische Darstellung in bekannter Weise die sogenannte Hysteresisschleife ergibt (Fig. 1).

Den von dieser Schleife begrenzten Flächenraum nennen wir die maximale Hysteresisfläche.

Durch beliebiges Variieren der Feldstärke ist es, wie Ewing²⁾ gezeigt hat, möglich, die zu jedem Punkt im Innern der maximalen Hysteresisfläche gehörige Magnetisierung wirklich herzustellen und zwar auf unendlich vielen verschiedenen Wegen. Niemals aber ist eine Magnetisierung möglich, die zu einem außerhalb gelegenen Punkte gehört.

Es ist klar, daß allgemein Magnetisierungs- und Feldvektor sich in gleichem Sinne gleichzeitig ändern. Wir wollen zur Vereinfachung der Bezeichnung einen „Umkehrpunkt“ einen solchen nennen, in dem wir den Sinn der Änderung von Feld- und Magnetisierungsvektor umkehren.

Um den Verlauf der Magnetisierung im allgemeinsten Falle einer beliebigen Variation der Feldstärke zu übersehen, betrachten wir zunächst einen speziellen Fall (Fig. 1).

Nehmen wir an, wir seien von $\mathfrak{H} = \infty$ über $\mathfrak{H} = 0$ bis

1) H. Kath, Elektrotechn. Zeitschr. p. 411. 1898; Köpsel u. H. Kath, Zeitschr. f. Instrumentenk. p. 391. 1894; p. 33. 1898.

2) J. A. Ewing, Magnet. Induktion, Berlin 1892.

zum Punkte A ($\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_A$) gelangt. Hier lassen wir \mathfrak{H} wieder abnehmen und kehren so den Bewegungssinn des Magnetisierungspunktes um ($A =$ Umkehrpunkt). Wir gelangen dann auf einer Kurve \bar{A} zum Punkte B . Kehren wir jetzt wieder um, so gelangen wir jetzt auf der Kurve B zu A zurück. Der Charakter der beiden Kurven eines solchen Zyklus $A-B-A$ ist dann so, daß beide Kurven zunächst mit geringer Neigung gegen die x -Achse beginnen, dann stärker anwachsen. Beide Kurven können sich außer in A und B niemals schneiden.

Durch die Lage von A ist der Verlauf von $A-B$ (einfacher geschrieben \bar{A}) vollständig definiert. Dies gilt für alle Kurven, die mit einem Umkehrpunkt beginnen. B ist nun z. B. ein Umkehrpunkt, wenn wir von A aus nach B gekommen sind und jetzt \mathfrak{H} wieder kleiner werden lassen. In diesem Falle ist die Kurve $B-C=B$ durch die Lage B vollständig und eindeutig bestimmt.

Wären wir aber mit abnehmendem \mathfrak{H} z. B. von D aus nach B gekommen, so verlief die Magnetisierung etwa, wie in der Figur gestrichelt angedeutet ist, auf der durch D als Umkehrpunkt definierten Kurve D .

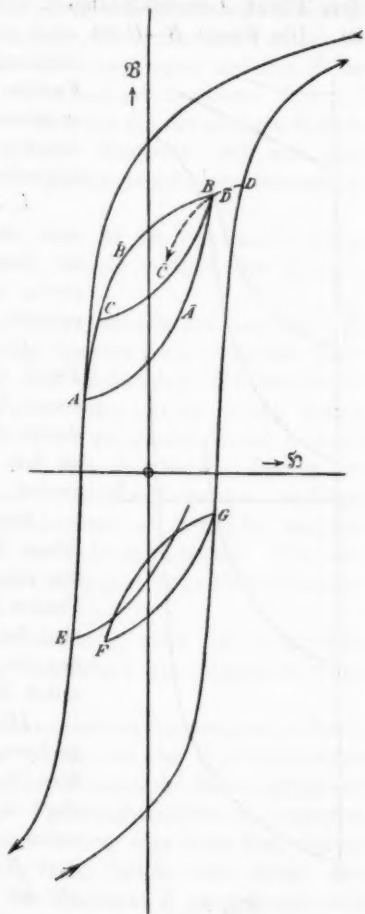


Fig. 1.

Wir sahen an dem Beispiele des Zyklus $A-B-A$, daß wenn wir in einem Punkte der Kurve A umkehren, wir zu dem Punkt A zurückgelangen, durch den die Kurve definiert ist. Die Kurve $B-C$ ist aber nach dem Gesagten durch B definiert. Wenn wir also in einem Punkte C der Kurve B umkehren, so gelangen wir nach B zurück. Wir drücken diese Gesetzmäßigkeit in folgenden Sätzen aus:

I. Jede Kurve A , die im Innern der Hysteresisfläche verläuft, ist durch den Umkehrpunkt A eindeutig definiert, aus dem sie hervorgeht.

II. Macht man irgend einen Punkt dieser Kurve selbst zu einem neuen Umkehrpunkt B , so führt die durch B definierte Kurve B wieder zu dem Anfangspunkt A der Kurve A zurück.

Setzen wir die Kurve A über B hinaus fort, so trifft sie schließlich die maximale Hysteresisschleife im Punkte $\xi = +\infty$. Dieser Punkt ist also derjenige Umkehrpunkt, durch den die maximale Hysteresisschleife selbst definiert ist.

III. Wenn die in C auf B entspringende Magnetisierungskurve C über B hinaus fortgesetzt wird, so läuft sie als Fortsetzung der Kurve A weiter, auf der wir ursprünglich nach B gelangt waren, also so, als ob der Zyklus $B-C-B$ gar nicht vorhanden gewesen wäre.

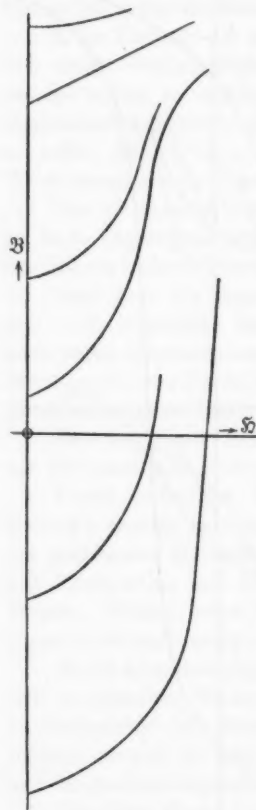


Fig. 2.

Um nach diesen Sätzen für einen vorgeschriebenen Verlauf der Feldstärke ξ zeichnerisch die statische Magnetisierungskurve angeben zu können, müßten wir eigentlich die zu sämtlichen Punkten der maximalen Hysteresisfläche gehörigen Kurven

kennen. Es hat sich nun gezeigt, daß diejenigen Kurven, die aus Punkten gleicher Ordinate hervorgehen, z. B. E und F , sich durch eine Parallelverschiebung mit genügender Genauigkeit ineinander überführen lassen. Wenn also der Verlauf der Kurve E bekannt ist, so ist der einer jeden anderen F bekannt, wenn F und E die gleiche Ordinate besitzen. In Fig. 2 sind nun für eine Reihe von Ordinaten die zugehörigen Kurven gezeichnet. Aus den so gegebenen Elementen läßt sich dann jedes beliebige System von Magnetisierungskurven zusammensetzen.

4. Wie in 2. erwähnt wurde, ist die Braunsche Röhre schon früher zur Untersuchung schnell verlaufender Magnetisierungen benutzt worden.

Varley¹⁾ verwandte die Braunsche Röhre gleichsam als Maximalmagnetometer. Er magnetisierte ein Drahtbündel durch eine elektrische Schwingung und beobachtete den maximalen Ausschlag des Fluoreszenzfleckes der Braunschen Röhre, neben der er das Drahtbündel in geeigneter Weise befestigt hatte. Dieser Ausschlag ist dem maximalen Betrag der Magnetisierung \mathfrak{S} proportional. Seine Messungen verfolgen die Abhängigkeit dieses Maximalwertes von \mathfrak{S} von der magnetisierenden Feldstärke \mathfrak{H} und der Schwingungszahl. Über den zeitlichen Verlauf der Magnetisierung gibt seine Methode keinen Aufschluß.

Ich selbst habe eine Abänderung einer von Angström angegebenen Anordnung zur Aufnahme von Magnetisierungskurven benutzt.

Vier von dem Magnetisierungsstrom hintereinander durchflossene Stromspulen $abcd$ werden bei der Ångströmschen Anordnung kreuzförmig um die Braunsche Röhre gruppiert. a und b beeinflussen das Kathodenstrahlbündel entgegengesinnig und bringen bei keinem Strome eine Ablenkung hervor, c und a wirken gleichsinnig und lenken den Strahl dem Magnetisierungsstrom, also der Feldstärke \mathfrak{H} proportional senkrecht zu ihrer Achse ab. Bringt man Eisen in eine der Spulen ab , so wird die jeweils vom Magnetisierungsstrom erzeugte Magnetisierung den Kathodenstrahl in Richtung cd ab-

1) W. M. Varley, l. c.

lenken. Die gesamte Ablenkung erfolgt in der Abszissenrichtung der Feldstärke \mathfrak{S} in der Ordinatenrichtung, der zugehörigen Magnetisierung \mathfrak{Z} proportional. Bei einer zyklischen Variation des Magnetisierungsstromes beschreibt der Lichtfleck die Magnetisierungskurve $\mathfrak{Z} = f(\mathfrak{S})$.

Wie ich nach Abschluß meiner Versuche bemerkte, hat Corbino¹⁾ bereits die Ångströmsche Methode zur Beobachtung schnell verlaufender Magnetisierungen benutzt. Seine Anordnung ist aber recht unvollkommen. Die Bedeutung seiner Versuche möchte kaum über die eines Demonstrationsversuches hinausgehen.

5. Meine Versuche wurden nach vielfachen Vorversuchen mit folgender Anordnung durchgeführt:

Ein konisches Gefäß *A* (Fig. 3) aus starkem Messingblech bildete den weiteren Teil der Braunschen Röhre. Auf einem Boden lag der mit CaWO_4 bestrichene Fluoreszenzschirm *S*, der durch Bleistiftstriche in quadratische Felder von 5 mm Seitenlänge geteilt war (Fig. 4). Um einen Einblick in das Innere des Gefäßes zu haben, war ein Teil der Wand durch eine Glasplatte *G* ersetzt, die mit einer etwa 2 cm breiten Fläche mit Siegelack aufge kittet wurde. Dem Fluoreszenzschirme gegenüber mündete der Glasapparat *B*, der die Kathode *K*, eine seitliche Anode *E*, sowie zwei

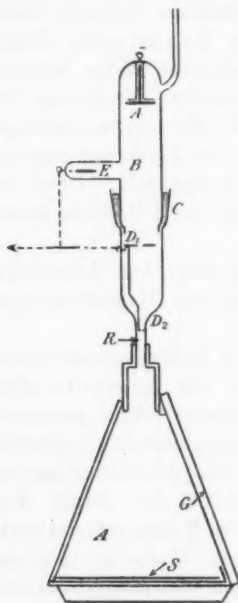


Fig. 3.

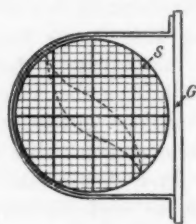


Fig. 4.

1) O. M. Corbino, l. c.

abgeleitete Aluminiumdiaphragmen D_1 und D_2 mit 2 bez. 0,5 mm Öffnung enthielt. Bei C war die Röhre mit Hilfe einer Quecksilberdichtung zusammengesetzt, um von dort aus andere Diaphragmen einsetzen zu können. Die Röhre blieb während der Untersuchung mit der Luftpumpe verbunden.

Die Vorteile dieser Röhre waren: ein kleiner sehr scharfer Fluoreszenzfleck ohne diffuses Nebenlicht, unverzerrte Beobachtung durch die plane Glasplatte, wegen der Verengung bei R relativ große Empfindlichkeit, Regulierbarkeit der Härte, Vertauschbarkeit der Diaphragmen.

Die Spannung zwischen den Elektroden betrug durchschnittlich 15000 Volt. Da sie nicht ganz konstant blieb, sondern von der Stromstärke, sowie von dem etwas schwankenden inneren Gasdruck der Röhre abhing, wurde die Eichung der Röhre für mehrere Spannungen ausgeführt und die Beobachtungen nachträglich nach der jedesmal mit dem Braunschen Elektrometer gemessenen Elektrodenspannung reduziert.

Die Magnetisierungsspulen waren auf zwei halbkreisförmig gebogene Glasröhren gewickelt (Fig. 5). Sie enthielten das

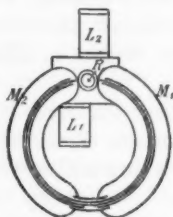


Fig. 5.

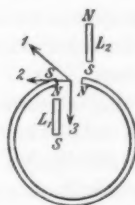


Fig. 6.

Untersuchungsmaterial in Form eines geschlitzten Ringes, der in dem Schlitz die Röhre an der engsten Stelle bei R umfaßte. Der Durchmesser dieses Ringes war 11 cm. Die Bewickelung bestand aus vier Lagen von 0,8 mm starkem Kupferdraht. Zwei kurze Spulen L mit vielen Windungen standen so gegen die Spulen M_1 und M_2 orientiert, wie Fig. 5 zeigt. Der Magnetisierungsstrom durchfloß sämtliche Spulen hintereinander. Die resultierende Ablenkung zeigt Fig. 6. Die Spulen L_1 und L_2 würden allein den Kathodenstrahl in der Richtung 1 verschieben, die Spulen M_1 und M_2 aber in der Richtung 2. Die

Resultierende beider Linien ergibt dann bei geeigneter Orientierung und Wahl der Dimensionen für jede Stromstärke die Richtung 3, die senkrecht zu 2 steht. Die magnetischen Drähte lenken ihrerseits in Richtung 2 ab, so daß also auf diese Weise die Magnetisierung \mathfrak{S} durch die Ablenkung in Richtung von 2, die Feldstärke \mathfrak{H} durch die Ablenkung in Richtung 3 dargestellt wird. Die Bewegung des Fluoreszenzfleckes liefert daher direkt die Magnetisierungskurven, wenn der Spulenstrom variiert wird.

Gegenüber der Ängströmschen Anordnung ergibt sich so der Vorteil, daß man ein wesentlich homogeneres Feld bei R hat, als wenn nur ein Pol zur Ablenkung verwandt wird, eine Verzerrung des Fluoreszenzfleckes daher nie eintritt. Ferner wird das Material als fast geschlossener Ring untersucht, wodurch die entmagnetisierende Kraft der Enden kleiner und die Ablenkung des Kathodenstrahles bei gleicher Eisenmenge und Magnetisierung größer wird. Endlich werden die nötigen Windungen auf M_1 und M_2 vermindert. Aus diesem Grunde wird wegen der verminderten Eisenmenge auch die Selbstinduktion im Kreise und die Rückwirkung des Eisens auf den magnetisierenden Stromkreis kleiner und die dadurch bewirkte Deformation der elektrischen Ströme in ihm wesentlich reduziert.

Die Magnetisierungsströme wurden dadurch hergestellt, daß ein Kondensator auf ein bestimmtes Potential geladen und durch die Spulen L und M sowie bekannten Widerstand und Selbstinduktion entladen wurden.

Jeder einzelnen Entladung entspricht auf dem Fluoreszenzschirm der Braunschen Röhre eine Magnetisierungskurve, die aber so schnell durchlaufen wird, daß sie nicht zuverlässig verfolgt werden kann. Durch häufige Wiederholung desselben Vorganges in schneller Folge erhält man indessen eine stationäre und genügend helle Lichtspur des Kathodenbündels.

Dies wurde durch einen rotierenden Umschalter in folgender Weise erreicht (Fig. 7). 4 Scheiben aus Hartgummi drehten sich gemeinsam auf einer Achse. Auf ihrem Umfang waren Blechstreifen befestigt (wie es aufgerollt Fig. 8 zeigt). Ein jeder hatte nicht ganz die Länge eines halben Um-

langes und zwar befand sich auf 1, 3 und 4 je ein solcher Streifen, auf 2 befanden sich deren zwei. Die entsprechenden Streifen auf 1 und 2 sowie auf 2 und 3 waren leitend ver-

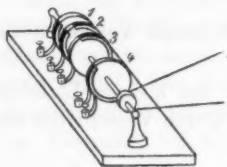


Fig. 7.

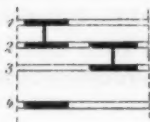


Fig. 8.

bunden. Auf 1, 2 und 3 schleiften je eine Feder, auf 4 zwei. Wenn sich dieser Umschalter drehte, so wurde zunächst Feder 1 und 2 und gleichzeitig die beiden auf 4 schleifenden Federn miteinander verbunden; bei weiterer Drehung wurden dann diese Kontakte wieder geöffnet und dafür 2 und 3 verbunden usw.

Es kam nun darauf an, in fortwährender Wiederholung folgende Schaltungen auszuführen: Durch Verbinden von 1 und 2 wurde ein mit dem einen Ende an 2 liegender Kondensator *K* (Fig. 9) über eine Glühlampe als Sicherung geladen. Gleichzeitig war durch 4 ein Stromkreis geschlossen. Dieser wurde gebildet aus einer Batterie *A* mit etwa 10 Volt Spannung, den Spulen *L* und *M* an der Braunschen Röhre und einem Regulierwiderstand. Durch den in ihm fließenden Strom wurde vor jeder Kondensatorentladung der Draht in *M* bis zur Sättigung magnetisiert. Bei weiterer Drehung wurden beide Stromkreise geöffnet und durch 2 und 3 die Entladung des Kondensators durch *L* und *M*, sowie vorgeschalteten Widerstand *W* und Selbstinduktion *L* herbeigeführt. Dieser Vorgang spielte sich 10—20 mal in der Sekunde ab. Man sah dann die Kurven ruhig auf dem Fluoreszenzschirm der Röhre stehend. Ihre Helligkeit richtete sich einerseits nach der Geschwindigkeit des Umschalters andererseits nach der Geschwindigkeit, mit der die Entladung des Kondensators verlief.

Da es nicht möglich war, die Teilung des Schirmes gleichzeitig mit der Kurve zu erkennen, so wurde zunächst versucht, die Kurve zu photographieren. Es zeigte sich aber,

daß sie dazu bei der zum Betrieb der Röhre verwendeten zweiplattigen Influenzmaschine viel zu lichtschwach waren. Eine Expositionszeit von 10 Min. lieferte noch kein erkennbares Bild.

Schließlich ermöglichte das folgende Verfahren den Verlauf *punktweise* festzulegen.

Mit Hilfe einer Linse wurde ein kleines Lichtkreuz auf den Fluoreszenzschirm projiziert. Durch Verschieben der Linse

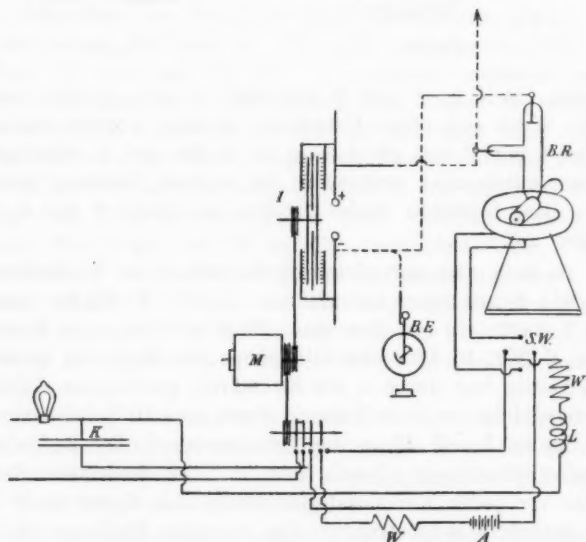


Fig. 9.

konnte es in der Dunkelheit auf jeden Kurvenpunkt auf dem Schirm eingestellt werden. Wurde jetzt mit Hilfe einer kleinen Glühlampe der Schirm beleuchtet, so ließ sich die genaue Lage des Kreuzes, als des beobachteten Kurvenpunktes auf der Teilung des Schirmes feststellen.

6. Der Charakter der so erhaltenen dynamischen Magnetisierungskurven läßt sich am besten an einigen aus dem gesamten Beobachtungsmaterial herausgegriffenen Beispielen erläutern. Fig. 10 zeigt drei derartige Kurven I, II, III. Die

Stromform, die ihnen zugrunde liegt, ist die einer gerade aperiodischen Entladung. In allen drei Fällen wurde derselbe Draht (hartgezogener Stahldraht von 0,7 mm Durchmesser) verwendet. Auch die Amplituden der Schwingungen wichen nicht voneinander ab. Trotzdem zeigen die drei Kurven wesentliche Unterschiede, entsprechend der Geschwindigkeit, mit der die Schwingung verlief. Die Zeit vom Einsetzen der Schwingung bis zur Erreichung des Maximums betrug bei I etwa $\frac{1}{10000}$ Sek., bei II das Doppelte, bei III das Vierfache.

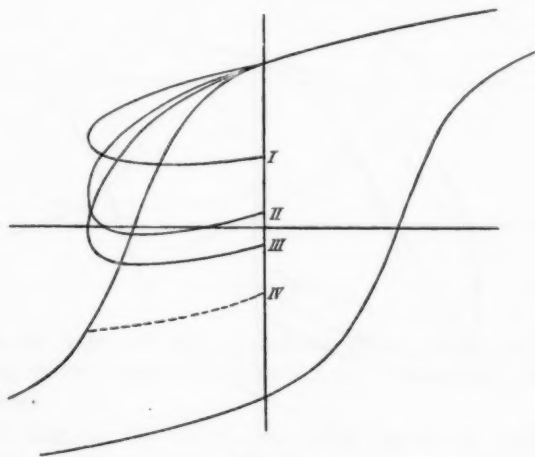


Fig. 10.

Kurve IV zeigt endlich, wie die statische Magnetisierungskurve für langsamen Verlauf der magnetisierenden Kraft wäre.

Wir erkennen somit folgendes: Bei den dynamischen Kurven fällt das Maximum von \S und \S nicht mehr zusammen und zwar erscheint letzteres gegen ersteres verzögert.

Die Magnetisierung ändert sich langsamer, als man nach der Änderung des Feldes erwarten sollte, wenn man die statischen Magnetisierungen zugrunde legt. Beide Erscheinungen treten um so stärker hervor; je größer die Änderungsgeschwindigkeit des Feldes ist.

In Fig. 11 ist für drei verschieden starke Drahtsorten die Magnetisierungskurve gezeichnet. In den drei Fällen sind Form, Amplitude und Geschwindigkeit der Schwingung dieselben. Von den verschiedenen Drahtsorten wurden immer so viel Drähte zu einem Bündel vereinigt untersucht, daß das statische magnetische Moment der Bündel unter sonst gleichen Verhältnissen das gleiche war. So wurde von der 5 mm starken Sorte nur ein Draht, von der 0,7 mm starken vier Drähte verwendet etc. Es zeigt sich hierbei, daß mit zunehmender Unter-

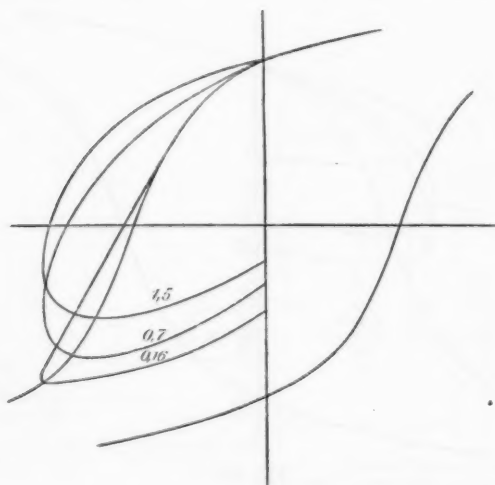


Fig. 11.

teilung des Eisens der Unterschied zwischen den statischen und dynamischen Magnetisierungskurven mehr und mehr geringer wird:

In Fig. 12 sind ferner zwei dynamische Kurven 2 und 3 gezeichnet, die sich durch die Form des erzeugenden Stromes unterscheiden. Die Konstanten des Schwingungskreises sind unverändert geblieben bis auf den Widerstand, der bei 3 so weit vermindert wurde, daß die Schwingung periodisch wurde. 1 ist die statische maximale Hysteresisschleife. Auf Einzelheiten des Kurvenverlaufes komme ich später zurück.

Es erscheint mir überflüssig, von den zahlreichen von mir aufgenommenen Kurven noch weitere wiederzugeben, da ihre prinzipiellen Ergebnisse in den vorstehenden Beispielen zusammengefaßt sind. Daß der prinzipielle Verlauf durch dieselben tatsächlich für alle möglichen Bedingungen festgelegt

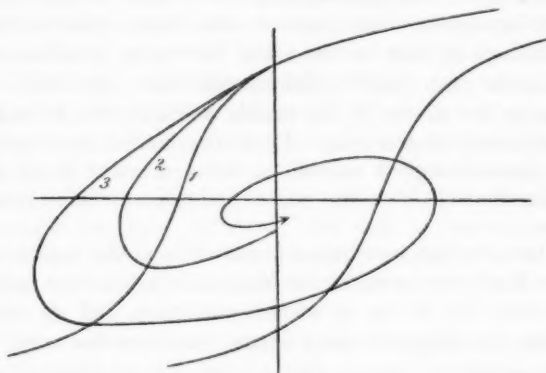


Fig. 12.

ist, davon habe ich mich außerdem durch qualitative Beobachtung unter ausgiebiger Variation der Versuchsbedingungen überzeugt.

7. Man ist bei der Untersuchung der Frage nach dem magnetischen Verhalten des Eisens in schnell variierten Feldern immer bemüht gewesen, den Einfluß der elektrischen Ströme zu eliminieren, die im Eisen auftreten, sobald sich die Magnetisierung ändert. Tatsächlich ist ja auch das Auftreten dieser Ströme keine Erscheinung, mit der man bei der Beobachtung statischer Magnetisierungen zu rechnen hat. Wohl aber läßt sich die Frage aufwerfen, ob denn nicht die gesamte Arbeit, die bei einer zyklischen Magnetisierung verbraucht wird, nicht zunächst in Form von elektrischen Strömen auch bei den langsamsten Änderungen der Magnetisierung auftritt und erst sekundär in Joulesche Wärme übergeht. Eine von Ewing¹⁾

1) J. A. Ewing, Magnet. Induktion I. c.

entworfene Theorie der Magnetisierung würde das jedenfalls fordern. Diese Theorie nimmt an, daß sämtliche magnetischen Moleküle frei drehbar seien; die Hysteresis komme dadurch zustande, daß die benachbarten Molekularmagnete sich gegenseitig in den Lagen festhalten, die sie einmal einnehmen.

Bei einer Ummagnetisierung des Eisens drehen sich die Molekularmagnete dann immer aus einer stabilen Gleichgewichtslage in eine andere. Die Bewegung geschieht offenbar durch eine labile Gleichgewichtslage hindurch. Den Übergang aus dieser in die stabile vollführt ein betrachteter Molekularmagnet freiwillig. Er würde hierbei eine beträchtliche Geschwindigkeit annehmen, wenn er nicht durch die in der Nachbarschaft auftretenden Induktionsströme gedämpft würde.

Diese Ströme verschwinden natürlich wieder sehr schnell. In die Beobachtung statischer Magnetisierungskurven geht ihr Feld nicht ein, da sie so schnell abklingen, daß sie bei der Messung der Magnetisierung längst verschwunden sind. Bei den dynamischen Kurven aber messen wir die Magnetisierung zu einer Zeit, wo diese Foucaultströme noch nicht verschwunden sind. Da nun das Feld der Foucaultströme immer einer Änderung der magnetischen Kraft an einem Punkte entgegenwirkt, so haben wir von ihnen erstens eine Verminderung der Magnetisierung und zweitens eine Phasenverschiebung derselben gegen das magnetisierende Feld zu erwarten. Die Resultante beider Effekte beobachten wir.

Man kann diese Wirkung der auftretenden Induktionsströme auch folgendermaßen charakterisieren. Es werden im Innern des Eisens Ströme induziert. Die einen fließen in Bahnen, in denen sie keinen Leitungsverlust erleiden (Magnetisierung), die anderen aber verschwinden durch Leitungsverluste wieder (Wirbelströme).

Mit Rücksicht auf diese theoretischen Gesichtspunkte erscheint mir eine Trennung des Wirbelstromfeldes vom Felde der Magnetisierung keinen Sinn zu haben. Daher habe ich keinen Versuch gemacht, eine derartige Trennung durchzuführen. Ich halte es vielmehr für zweckmäßig mit dem Begriff „dynamische Induktion“ zu operieren. Darunter sei verstanden, die Gesamtheit der Kraftwirkung, die innerhalb

des Eisens in einem unendlich schmalen Schlitz senkrecht zur Krafrichtung auf den Pol 1 ausgeübt wird, ohne Unterschied, ob dieselbe vom Felde der Spule oder dem der Wirbelströme herrührt.

Daß die im Eisen auftretenden Wirbelströme bedeutend stärker sind als die in einem unmagnetischen Metall auftretenden, ließ sich durch ein einfaches Experiment zeigen. Der Stahldraht wurde mit einem Mantel von Quecksilber umgeben. Es ergab sich, daß die Kurven dann nicht beobachtbar von den ohne Quecksilber erhaltenen differierten. Es mag dies als Beweis dafür dienen, daß die bei Magnetisierungen auftretenden Wirbelströme nicht als eine Folgeerscheinung der Feldänderung in der Spule als vielmehr der Induktionsänderungen im Stahl auftreten, und daß sie untrennbar mit jeder Magnetisierung verbunden sind, solange das Material nicht so fein verteilt ist, daß ein Auftreten von elektrischen Strömen in ihm ausgeschlossen ist.

Die aus den beobachteten Kurven gewonnenen Ergebnisse lassen sich auch, zunächst qualitativ, aus Überlegungen über die auftretenden Ströme ableiten. Die Wirkung dieser Ströme nimmt mit der Geschwindigkeit zu, weil die sie hervorrufende elektromotorische Kraft ihr proportional ist, und weil wir zu einer Zeit beobachten, in der die Ströme durch Leitungsverluste noch nicht so stark geschwächt sind. Mit der Dicke des verwandten Drahtes nimmt der Effekt zu, weil die Ströme, die längs der Oberfläche verlaufen, die tiefer liegenden Teile des Drahtes vor dem Eindringen der Magnetisierung schützen.

8. Nach der im vorstehenden Abschnitte vertretenen Auffassung ist die Abweichung der dynamischen Magnetisierungskurven von den statischen wesentlich auf die bei schnellen Änderungen der „dynamischen Induktion“ auftretenden Wirbelströme zurückzuführen.

Es sei versucht, dafür einen Ansatz zu gewinnen und die Beziehung der dynamischen Kurven zu den statischen in mathematischer Form auszudrücken.

Da die Verteilung der Magnetisierung im Innern des Eisens nicht einmal für statische Verhältnisse bekannt ist, so ist die strenge Berechnung der Wirbelströme ein vorläufig

nicht zu lösendes Problem. Die im nachstehenden durchgeführte Rechnung bestätigt indessen in erster Annäherung die Richtigkeit der oben zugrunde gelegten Auffassung.

Wir wollen, um das Problem zu vereinfachen, die Annahmen machen, 1. daß die Magnetisierung gleichmäßig über die Länge und den Querschnitt des Drahtes verteilt sei; 2. daß sich die gesamte Wirkung der Wirbelströme ersetzen lasse durch die eines einzigen Stromkreises mit dem Momentanstrom i , dem Widerstand w und dem Selbstinduktionskoeffizienten L . Dann ist für die elektromotorische Kraft, die in jedem Momente induziert wird, die bekannte Gleichung anzusetzen:

$$(1) \quad e = w i + \frac{d(L i)}{d t}.$$

$L i$ ist gleich der Zahl der Induktionsröhren dieser Wirbelströme. Durch sie wird eine Feldstärke \mathfrak{S}_w definiert. Für diese ist

$$(2) \quad L i = a \cdot \mu \cdot \mathfrak{S}_w,$$

wo μ die Permeabilität und a gleich der von dem fiktiven Wirbelstrom umschlossenen Fläche ist. Der Wert a ist nicht konstant, sondern ändert sich mit der Verteilung der Magnetisierung im Eisen.

Aus (2) folgt

$$\frac{d(L i)}{d t} = a \frac{d(\mu \mathfrak{S}_w)}{d t}$$

und aus (1)

$$i w = \frac{a \cdot w \cdot \mu}{L} \cdot \mathfrak{S}_w = w \cdot b \cdot \mathfrak{S}_w,$$

weil μ und L offenbar einander proportional sind.

Die elektromotorische Kraft des fiktiven Wirbelstromes wird nun gleich der Zahl der in der Zeiteinheit in die Fläche a eintretenden Kraftlinien:

$$(3) \quad e = - a \cdot \frac{d(\mu \mathfrak{S})}{d t},$$

wo \mathfrak{S} die von dem magnetisierenden Strom herrührende Feldstärke bedeutet.

Aus (1), (2) und (3) erhalten wir

$$-a \cdot \frac{d(\mu \mathfrak{H})}{dt} = w \cdot b \cdot \mathfrak{H}_w + \frac{d(\mu \mathfrak{H}_w)}{dt},$$

$$\frac{d\mu(\mathfrak{H} + \mathfrak{H}_w)}{dt} = -\frac{w \cdot b}{a} \mathfrak{H}_w = -k \cdot \mathfrak{H}_w.$$

$\mu(\mathfrak{H} + \mathfrak{H}_w)$ ist die Gesamtzahl der durch die Querschnittseinheit des Drahtes fließenden Induktionslinien, also die „dynamische Induktion“ \mathfrak{B} .

Daher

$$(4) \quad \frac{d\mathfrak{B}}{dt} = -k \cdot \mathfrak{H}_w,$$

d. h. die fiktive Feldstärke der bei dynamischen Magnetisierungen auftretenden Wirbelströme ist gleich dem Differentialquotienten der dynamischen Induktion nach der Zeit.

Die aufgenommenen Magnetisierungskurven liefern uns

$$\mathfrak{Z} = (\mathfrak{H} + \mathfrak{H}_w).$$

Es bedeutet also \mathfrak{H}_w die Differenz der Werte von \mathfrak{H} , die bei der statischen und der dynamischen Kurve zu gleichen Werten der Magnetisierung gehören.

Die Beziehung (4) läßt sich an den beobachteten Kurven prüfen.

Eine Methode, diese Prüfung auszuführen, ist die, die Gleichung (4) graphisch zu integrieren und die so gewonnenen \mathfrak{B} -Kurven mit den beobachteten \mathfrak{Z} -Kurven zu vergleichen.

In Fig. 13 sind einige so gewonnene Kurven 1, 2, 3 für verschiedene k gezeichnet. Da J sehr groß gegen \mathfrak{H} und \mathfrak{H}_w ist, fallen

diese Kurven \mathfrak{B} nahe mit denen von \mathfrak{Z} zusammen. Man sieht, daß die konstruierten Kurven aber mit den beobachteten a nur

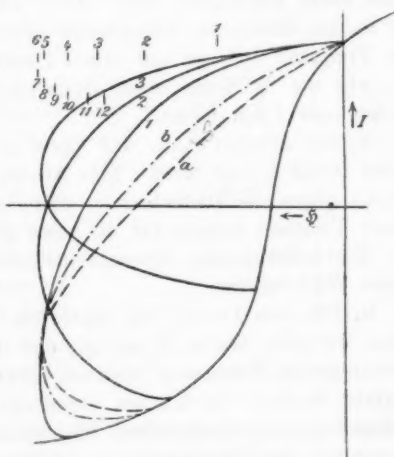


Fig. 13.

dem Charakter nach übereinstimmen. Der Grund ist wohl darin zu suchen, daß k nicht konstant ist, sondern sich mit der Verteilung der Magnetisierung im Innern des Drahtes ändert.

Eine wesentlich bessere Übereinstimmung mit Kurve a erhält man, wenn man statt der Kurven 3 Kurven ($3 - I_{\infty}$) zum Vergleiche heranzieht (z. B. b). Eine physikalische Deutung dieses Zusammenhanges ist aber nicht wohl zu erkennen.

Aus dem Beobachtungsmaterial der Varleyschen Arbeit¹⁾ habe ich versucht, die Größe von k zu bestimmen. Es zeigte sich, daß sehr nahe $k \cdot d / \sqrt{N}$ konstant war, wo d den Durchmesser des Drahtes und N die Frequenz der Schwingung ist. Das bedeutet:

Die Magnetisierungskurven zweier Drahtsorten, deren Dicke sich wie $1:a$ verhalten, sind die gleichen, wenn die Frequenz der Schwingung, die auf den ersten wirkt, a^2 mal größer ist als die andere.

Diese Beziehung gestattet eine Extrapolation der erhaltenen Resultate auf Frequenzen, die der Beobachtung nicht mehr zugänglich sind. Man sieht, daß die Wirkung der in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlichen Wellen von der Frequenz $10^6/\text{sec}$ auf einen Draht von $0,1\text{ mm}$ dieselbe ist, wie die Wirkung einer Schwingung $10^4/\text{sec}$ auf einen solchen von 1 mm Dicke.

Ferner erkennt man, daß für $d = 0$, also für ∞ unterteilten Draht $k = \infty$ wird. Eine Abweichung der dynamischen Kurven gegen die statischen ist dann nicht mehr vorhanden. Dieser Umstand spricht für die oben gegebene Erklärung für das Zustandekommen dynamischer Magnetisierungen durch innere Wirbelströme.

9. Für den Verlauf der statischen Magnetisierungskurven haben wir oben (unter 3) gezeigt, daß die Umkehrpunkte eine hervorragende Bedeutung besitzen. Durch ihre Lage war der gesamte Verlauf der Kurven definiert. Eine ähnliche Rolle spielen bei den dynamischen Magnetisierungskurven die Umkehrpunkte der Magnetisierung. Diese fallen ja bei den statischen Kurven mit denen des Änderungssinnes der Feldstärke zusammen. Bei den dynamischen Vorgängen aber kehrt

1) W. M. Varley, l. c.

sich der Änderungssinn der Magnetisierung immer später um als der des Feldes.

Wir betrachten als Beispiel den Fall, den die Fig. 14 darstellt. Durch eine schnelle Feldschwankung seien wir auf der dynamischen Kurve $A-B-C$ bis C gelangt. Die Größe $d\mathfrak{B}/dt$ ist in C gleich Null geworden. Lassen wir jetzt auch $d\mathfrak{H}/dt = 0$ werden, so werden wir uns nicht aus dem Punkt C entfernen. Wir haben hier offenbar einen Fall statischen Gleichgewichtes. Der magnetische Zustand des Eisens ist also im Punkte C derselbe, wie wenn wir auf der statischen Magnetisierungskurve $A-C$ nach C gelangt wären.

Für die dynamischen Kurven galt nun mit einiger Annäherung $d\mathfrak{B}/dt = -k \cdot \mathfrak{H}_w$. \mathfrak{H}_w stellte hierbei die Differenz der Abszissen der dynamischen und der statischen Kurve dar. Wir müssen also immer eine statische Kurve haben, auf die wir uns bei der Konstruktion der dynamischen beziehen können. Diese Kurve ist für die dynamische CDE die Kurve \bar{C} . Der Verlauf der dynamischen Kurve CDE ist also in ähnlicher Weise durch die Lage des Punktes C bestimmt wie die Kurve \bar{C} selbst.

Lassen wir jetzt \mathfrak{H} und $d\mathfrak{H}/dt = 0$ werden, so erreicht die dynamische Kurve von E aus den gleichen Punkt F der Ordinatenachse, wie die statische Kurve E . Denn $d\mathfrak{B}/dt$ kann erst gleich Null werden, wenn auch $\mathfrak{H}_w = 0$ wird, d. h. wenn die dynamische Kurve die statische trifft. Lassen wir \mathfrak{H} wieder langsam im negativen Sinne wachsen, so erreicht die statische Kurve wieder den Punkt C . Es läßt sich die Lage dieses Punktes also noch nachträglich feststellen. Da E auf C liegt, so ist auch die Lage von E noch festzustellen als Schnittpunkt der Kurven C und \bar{C} .

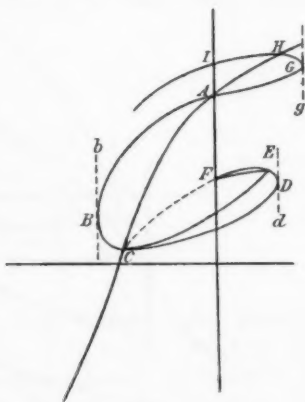


Fig. 14.

10. Auf Grund der gewonnenen Ergebnisse sollen einige häufig vorkommende Fälle diskutiert werden. Diese Diskussion wird, glaube ich, ein neues Licht auf die Ergebnisse früherer Autoren werfen. Die scheinbar vollständig sich widersprechenden früheren Ergebnisse werden zum größten Teil erklärt und bestätigt.

1. *Die Hysteresisfläche bei konstantem Wechselfeld.* Wie in 2. erwähnt wurde, ist ihr Flächeninhalt proportional der Arbeit, die zu einer zyklischen Magnetisierung nötig ist.

Gegeben ist ein sinusförmiges Wechselfeld konstanter Amplitude. Die Fragestellung lautet: Wird die Hysteresisfläche bei steigender Frequenz größer oder kleiner?

Fig. 15 stellt die magnetischen Kurven dar. 1 ist die maximale Hysteresiskurve, 2, 5 und 7 sind drei statische Zyklen, 3, 4, 6 drei dynamische.

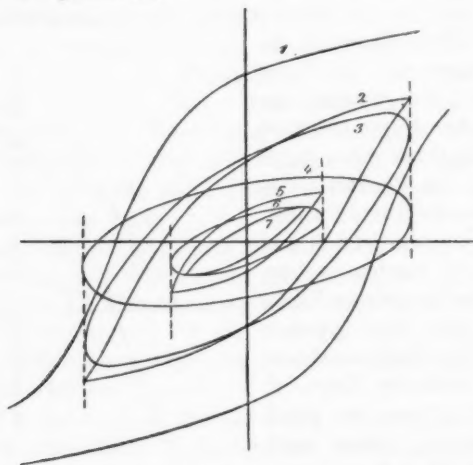


Fig. 15.

Aus der Figur lassen sich folgende Sätze entnehmen:

Bei schnellen zyklischen Magnetisierungen nimmt, wenn die Amplitude des Feldes konstant bleibt, mit zunehmender Frequenz bei schwachen Feldern die Magnetisierungsarbeit pro Zyklus ab (5:6), bei starken Feldern erst zu (2:3) und dann ab (2:4).

Für konstante Maximalwerte von J nimmt natürlich die Magnetisierungsarbeit immer mit der Frequenz zu (7:6). Diese Resultate stimmen mit denen von Wien¹⁾ überein, der aber nicht erkannt zu haben scheint, daß im ersten Falle bei starken Feldern die Magnetisierungsarbeit zunächst zunimmt. Diese Erscheinung wurde aber auch von Dina²⁾ beobachtet. Dina aber erkannte nicht, daß auch bei starken Feldern mit zunehmender Frequenz die Arbeit wieder kleiner wird.

Bei unendlich großer Frequenz würden die Kurven mit der Abszissenachse zusammenfallen.

2. Magnetischer Effekt eines schnell verlaufenden Stromes.

Wie früher gezeigt wurde, nimmt der magnetische Effekt einer Schwingung mit der Amplitude zu, mit der Frequenz ab. Es bleibt die Frage offen, wie der Effekt von der Schwingungsform, also von der Dämpfung abhängt.

Bei der direkten Beobachtung der dynamischen Kurven in der Braunschen Röhre zeigte sich, wenn man durch

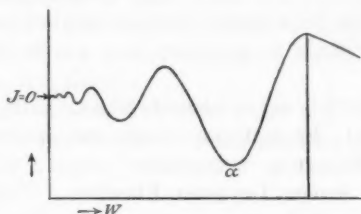


Fig. 16.

Widerstandsänderung die Dämpfung variierte, die zunächst überraschende Tatsache, daß der Fall größten Effektes derjenige war, in dem die Schwingung gerade aperiodisch geworden war. Die Stärke des Effektes als Funktion des Widerstandes im Kreise stellte sich folgendermaßen dar (Fig. 16). Man sieht, daß die Stärke des Effektes eine periodische Funktion der Dämpfung ist. Der geringe Effekt im Punkte α kommt dadurch zustande, daß die zweite Amplitude die Wirkung der ersten wieder nahezu aufhebt.

1) W. Wien, l. c.

2) A. Dina, Elektrotechn. Zeitschr. 21. p. 740. 1900.

Einige der beobachteten Kurven sind in Fig. 17 dargestellt. Man erkennt auch bei ihnen, daß bei der schwächsten Dämpfung die Restmagnetisierung nahezu gleich Null wird. Bei

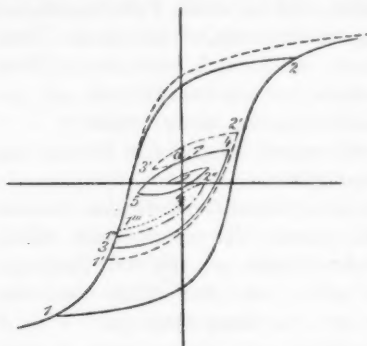


Fig. 17.

zunehmender Dämpfung nimmt der Effekt teils zu, teils ab (1' und 1''). Den größten Wert erreicht er für die aperiodische Dämpfung 1'''.

Die Periodizität tritt besonders deutlich bei relativ langsamer Schwingung mit großer Amplitude auf.

Die Wirkung einer aperiodischen Schwingung wird gleich Null, wenn ihre Richtung magnetisierende Tendenz hat. Für

eine periodische Schwingung wird sie immer kleiner sein, wenn die erste Amplitude so gerichtet war, als im zuerst beobachteten Falle.

Rutherford ¹⁾, der dies bereits erkannt hatte, machte folgendes Experiment. Er entmagnetisierte zwei gleiche Stahladeln, die bis zur Sättigung magnetisiert waren, durch den Entladungsschlag einiger Leydener Flaschen. Und zwar ließ er das Feld dieses Schlages im entgegengesetzten Sinne auf die beiden Adeln wirken. Er richtete es dann so ein, indem er die Zahl der auf die Adeln wirkenden Drahtwindungen veränderte, daß der magnetische Effekt in beiden Adeln der gleiche war. Da nun Rutherford der Ansicht war, daß die erste Amplitude unwirksam bleiben müsse, wenn sie magnetisierende Tendenz hatte (da eine weitere Magnetisierung unmöglich war), so glaubte er im Verhältnis der für gleiche Entmagnetisierungen in den beiden Fällen nötigen Windungen das Dämpfungsverhältnis, nämlich das Verhältnis der beiden ersten Amplituden, der verwandten Schwingung zu sehen. (Vgl. p. 862.)

1) R. Rutherford, l. c.

Meine Fig. 14 (p. 881) illustriert den tatsächlichen Entmagnetisierungsvorgang. Man erkennt aus ihr, daß die Anwesenheit der ersten Schwingung *AGHI* durchaus nicht bedeutungslos ist, auch wenn sie für sich allein keinen beobachtbaren Effekt geliefert hätte.

Die Rutherfordsche Methode, das Dämpfungsverhältnis einer Schwingung zu bestimmen, ist also nicht anwendbar.

Ein unmagnetischer Draht wird durch eine schwach gedämpfte Schwingung nicht bleibend magnetisiert (Fig. 18). Dieser Fall ist von Interesse, weil er bei den Varleyschen Versuchen in Betracht kommt.

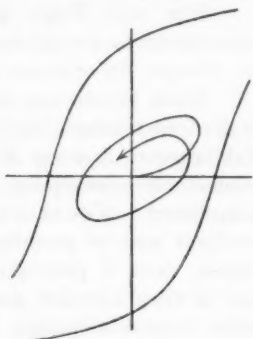


Fig. 18.

3. *Magnetischer Effekt einer Folge von Wellenzügen.* Eine Folge aperiodischer Schwingungen liefert, wenn zuvor der Draht bis zur Sättigung magnetisiert ist, das in Fig. 19 dargestellte System von Kurven.

Man erkennt daraus, daß eine Folge von Schwingungen den Effekt der ersten vermehrt. Doch erreicht dieser nie den

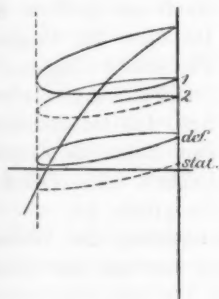


Fig. 19.

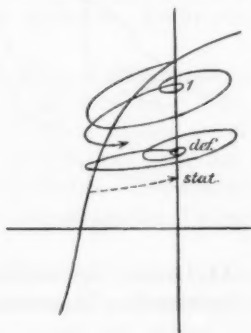


Fig. 20.

Betrag, den die statische Kurve andeutet. Eine weitere Vergrößerung des Effektes tritt nicht mehr ein, sobald in Fig. 19

(bezeichnet mit *def.*) angedeutete Lage eingetreten ist. Die Kurve kehrt dann immer wieder in ihren Ausgangspunkt zurück.

Für eine Folge periodischer Schwingungen wird das Kurvensystem komplizierter (Fig. 20). Die Verhältnisse sind im übrigen die gleichen wie bei aperiodischen Schwingungen.

Diese Ergebnisse stimmen mit Rutherfords und meinen magnetometrischen Beobachtungen¹⁾ überein. Die früheren Erklärungen, wie sie Maurain und Marconi für den Entmagnetisierungsvorgang geben, erscheint hiernach unnötig kompliziert. Maurain²⁾ sagt: *Il est probable que le champ oscillant agit en facilitant le mouvement des particules magnétiques, dont il provoque la trépidation.* Marconi³⁾ drückt sich ähnlich hierüber aus. Eine derartige Hypothese ist aber neben meiner einfachen Erklärungsweise unnötig geworden.

4. *Rutherford-Marconi-Detektor.* Bei der Aufstellung einer Theorie des Marconischen Detektors⁴⁾ tritt die Komplikation ein, daß gleichzeitig ein langsam und ein schnell veränderliches Feld wirkt. Die Übersicht wird auch hier am einfachsten an der Hand der Magnetisierungskurven.

In Fig. 22 sind drei Fälle gezeichnet. Man erkennt, daß

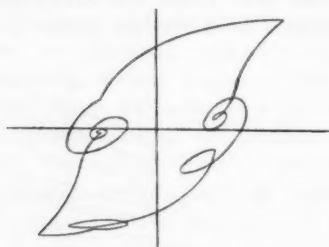


Fig. 21.

in den steilsten Partien der Hysteresisschleife der Sprung der magnetischen Kraft am größten wird. Da diese bei steigender Feldstärke liegen, ist der Erfahrungssatz bestätigt, daß bei zunehmendem Felde die Empfindlichkeit des Detektors die größte ist.

11. Außer der beschriebenen Beobachtung des Verlaufes der dynamischen Magnetisierung wurde von mir eine genaue

1) Vgl. unter 13.

2) Ch. Maurain, l. c.

3) G. Marconi, Proc. Roy. Soc. London, 70. p. 341. 1902.

4) Vgl. 1.

magnetometrische Messung der durch schnell verlaufende Ströme hervorgerufenen magnetischen Effekte ausgeführt.

Es wurde zu diesem Zwecke ein Spulenmagnetometer angewandt.

Die Versuchsanordnung bei den Messungen war die folgende (Fig. 22).

Die verschiedenen Stromkreise waren:

1. Die Spule H lag mit einem Druckkontakt an 2 Volt.
2. Die Spulen $M_1 M_2 M_3$, in Serie geschaltet, lagen mit einem Stromwender, Ampèremeter, regulierbarem Widerstand und Selbstinduktion und Schlüssel an 10 Volt. Außerdem

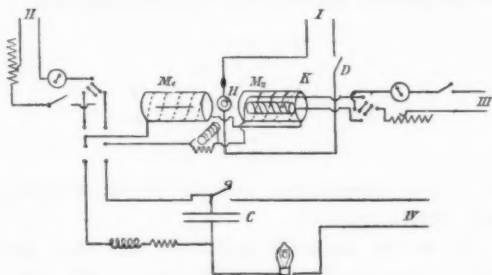


Fig. 22.

lag in diesem Kreise eine Wippe, die gestattete, die Spulen M in Kreis 4 einzuschalten.

3. Die Spule K lag mit Stromwender, Präzisionsgalvanometer, regulierbarem Widerstand und Schlüssel an 6 Volt.

4. Ein Kondensator wurde durch einen Taster an einer Akkumulatorenbatterie bis 400 Volt geladen und über die erwähnte Wippe durch die Spulen M entladen. Die Spannung am Kondensator wurde mit einem elektrostatischen Voltmeter gemessen.

Für die Messungen war es von Wichtigkeit, die Elemente des Schwingungskreises genau zu kennen. Da Papierkondensatoren nicht konstant genug waren, wurde ein großer Glasplattenkondensator von 0,6 Mikrof. benutzt. Seine Kapazität wurde nach der absoluten Methode von Maxwell¹⁾ gemessen.

1) J. C. Maxwell, Elektr. II. § 775.

Die Selbstinduktion der Spulen M wurde mit dem Wienschen Variometer¹⁾ bestimmt. Die Selbstinduktion des Kreises bestand aus Normalien von 10^6 , 10^7 und 10^8 C.G.S.

Für die zumeist verwandte aperiodische Entladung gilt:

$$Q_t = Q_0 \frac{e^{-\beta t}}{2\alpha} [(\alpha + \beta)e^{\alpha t} + (\alpha - \beta)e^{-\alpha t}],$$

wo

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{4} \frac{w^2}{L^2} - \frac{1}{cL}} \quad \text{und} \quad \beta = \frac{1}{4} \frac{w}{L}$$

ist. (Q = Ladung, w = Widerstand, L = Selbstinduktion, E = Spannung, c = Kapazität, $\log \text{nat } e = 1$).

Für die gerade aperiodische Schwingung wird

$$w = 2\sqrt{\frac{L}{C}},$$

$$i_{\max.} = \frac{2E}{e \cdot w} = 0,737 \cdot \frac{E}{w},$$

$$t/i = i_{\max.} = \sqrt{C \cdot L}.$$

Auch bei diesen Messungen war die Schwingungsform meist die gerade aperiodische.

12. Es wurde zunächst bestätigt, daß eine aperiodische Schwingung keine beobachtbare Wirkung auf den bis zur Sättigung magnetisierten Stahldraht ausübt, wenn sie im magnetisierenden Sinne gerichtet war. Wurde durch Veränderung des Widerstandes oder eines anderen Elementes des Schwingungskreises die Dämpfung vermindert, so trat erst dann ein Effekt ein, wenn die Schwingung periodisch geworden war. Allerdings blieb zunächst die Wirkung sehr langsam, offenbar weil zunächst die zweite Amplitude sehr wenig wächst. Die Beobachtung der Entmagnetisierung könnte bei zwei bekannten Elementen eines Schwingungskreises dazu dienen, das dritte zu bestimmen. Man würde etwa bei bekannter Kapazität den Widerstand so lange variieren, bis gerade Entmagnetisierung eintritt.

In diesem Punkte gilt

$$w = 2\sqrt{\frac{L}{C}}, \quad L = \frac{w^2 c}{2}.$$

1) F. Kohlrausch, Lehrbuch der prakt. Physik p. 530. 1901; M. Wien, Wied. Ann. 57. p. 249. 1896.

Hierdurch wäre L bestimmt. Allerdings würde man bei dieser Methode keine große Genauigkeit aus den angegebenen Gründen erwarten können. Bei höheren wäre die von Wien rechnerisch verfolgte scheinbare Erhöhung des Ohmschen Widerstandes durch Wirbelströme zu berücksichtigen.

Es wurde sodann die Stärke des magnetischen Effektes einer einzelnen Schwingung und einer Reihe von solchen in Abhängigkeit von der Amplitude verfolgt. Die erhaltenen Resultate lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

Der magnetische Effekt einer schnellen Schwingung, sowie einer Folge von solchen nimmt mit der Geschwindigkeit ab.

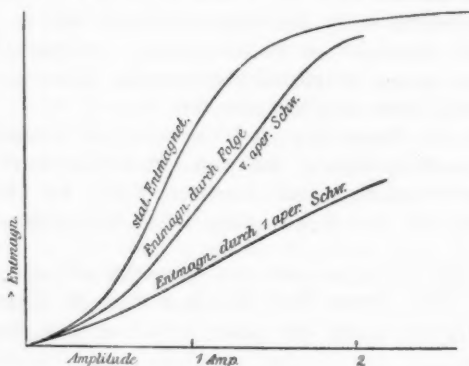


Fig. 23.

Er erreichte nie den Wert, den eine langsam verlaufende Schwingung gleicher Amplitude hervorgebracht hätte (Fig. 23).

Die prozentuale Abweichung gegen diesen Wert nimmt mit wachsender Amplitude zunächst zu, dann ab.

Der Effekt einer einzelnen Schwingung ist innerhalb eines beträchtlichen Intervalles der Amplitude ungefähr proportional.

13. Durch die vorliegende Untersuchung sind die folgenden Resultate gewonnen worden:

Es wurden neue Gesichtspunkte für die Erkenntnis des Verlaufes und die Konstruktion von *statischen* Magnetisierungskurven gegeben.

Mit Hilfe der Braunschen Röhre wurden *dynamische*

Magnetisierungskurven aufgenommen und ihre typischen Gesetzmäßigkeiten erkannt.

Durch Betrachtung der im Eisen bei Änderung der Induktion auftretenden Wirbelströme wurde der Verlauf der dynamischen Kurven erklärt.

Es wurde eine Methode gegeben¹⁾, mittels welcher die dynamischen Magnetisierungskurven für beliebige gegebene Fälle $\mathfrak{S} = f(t)$ angenähert konstruiert werden können.

Durch die so ermöglichte Prüfung einer Reihe von häufig vorkommenden Fällen dynamischer Magnetisierung wurde ein Teil der sie betreffenden Beobachtungen früherer Autoren bestätigt und erklärt.

Die Wirkungsweise des Magnetdetektors wurde auf die Gesetze der dynamischen Magnetisierung zurückgeführt; die Bedingungen seiner Empfindlichkeit wurden damit der induktiven Beurteilung zugänglich gemacht.

Durch die Benutzung des Varleyschen Beobachtungsmaterials wurde gefunden, daß meine Resultate durch Extrapolation auf Frequenzen sich erweitern lassen, bei denen eine Beobachtung mit der Braunschen Röhre ausgeschlossen ist.

Zum Schlusse ist es mir eine angenehme Pflicht, meinem verehrten Lehrer Herrn Prof. H. Th. Simon an dieser Stelle für seine Unterstützung bei dieser Arbeit meinen Dank auszusprechen.

Göttingen, Physikalisches Institut der Universität, Abtheilung für angewandte Elektrizitätslehre, März 1905.

1) Vgl. Original-Dissertation, Göttingen 1905.

(Eingegangen 2. August 1905).

3. *Zur Elektrodynamik bewegter Körper;* *von A. Einstein.*

Daß die Elektrodynamik Maxwells — wie dieselbe gegenwärtig aufgefaßt zu werden pflegt — in ihrer Anwendung auf bewegte Körper zu Asymmetrien führt, welche den Phänomenen nicht anzuhaften scheinen, ist bekannt. Man denke z. B. an die elektrodynamische Wechselwirkung zwischen einem Magneten und einem Leiter. Das beobachtbare Phänomen hängt hier nur ab von der Relativbewegung von Leiter und Magnet, während nach der üblichen Auffassung die beiden Fälle, daß der eine oder der andere dieser Körper der bewegte sei, streng voneinander zu trennen sind. Bewegt sich nämlich der Magnet und ruht der Leiter, so entsteht in der Umgebung des Magneten ein elektrisches Feld von gewissem Energiewerte, welches an den Orten, wo sich Teile des Leiters befinden, einen Strom erzeugt. Ruht aber der Magnet und bewegt sich der Leiter, so entsteht in der Umgebung des Magneten kein elektrisches Feld, dagegen im Leiter eine elektromotorische Kraft, welcher an sich keine Energie entspricht, die aber — Gleichheit der Relativbewegung bei den beiden ins Auge gefaßten Fällen vorausgesetzt — zu elektrischen Strömen von derselben Größe und demselben Verlaufe Veranlassung gibt, wie im ersten Falle die elektrischen Kräfte.

Beispiele ähnlicher Art, sowie die mißlungenen Versuche, eine Bewegung der Erde relativ zum „Lichtmedium“ zu konstatieren, führen zu der Vermutung, daß dem Begriffe der absoluten Ruhe nicht nur in der Mechanik, sondern auch in der Elektrodynamik keine Eigenschaften der Erscheinungen entsprechen, sondern daß vielmehr für alle Koordinatensysteme, für welche die mechanischen Gleichungen gelten, auch die gleichen elektrodynamischen und optischen Gesetze gelten, wie dies für die Größen erster Ordnung bereits erwiesen ist. Wir wollen diese Vermutung (deren Inhalt im folgenden „Prinzip der Relativität“ genannt werden wird) zur Voraussetzung erheben und außerdem die mit ihm nur scheinbar unverträgliche

Voraussetzung einführen, daß sich das Licht im leeren Raume stets mit einer bestimmten, vom Bewegungszustande des emittierenden Körpers unabhängigen Geschwindigkeit V fortpflanze. Diese beiden Voraussetzungen genügen, um zu einer einfachen und widerspruchsfreien Elektrodynamik bewegter Körper zu gelangen unter Zugrundelegung der Maxwellschen Theorie für ruhende Körper. Die Einführung eines „Lichtäthers“ wird sich insofern als überflüssig erweisen, als nach der zu entwickelnden Auffassung weder ein mit besonderen Eigenschaften ausgestatteter „absolut ruhender Raum“ eingeführt, noch einem Punkte des leeren Raumes, in welchem elektromagnetische Prozesse stattfinden, ein Geschwindigkeitsvektor zugeordnet wird.

Die zu entwickelnde Theorie stützt sich — wie jede andere Elektrodynamik — auf die Kinematik des starren Körpers, da die Aussagen einer jeden Theorie Beziehungen zwischen starren Körpern (Koordinatensystemen), Uhren und elektromagnetischen Prozessen betreffen. Die nicht genügende Berücksichtigung dieses Umstandes ist die Wurzel der Schwierigkeiten, mit denen die Elektrodynamik bewegter Körper gegenwärtig zu kämpfen hat.

I. Kinematischer Teil.

§ 1. Definition der Gleichzeitigkeit.

Es liege ein Koordinatensystem vor, in welchem die Newtonschen mechanischen Gleichungen gelten. Wir nennen dies Koordinatensystem zur sprachlichen Unterscheidung von später einzuführenden Koordinatensystemen und zur Präzisierung der Vorstellung das „ruhende System“.

Ruht ein materieller Punkt relativ zu diesem Koordinatensystem, so kann seine Lage relativ zu letzterem durch starre Maßstäbe unter Benutzung der Methoden der euklidischen Geometrie bestimmt und in kartesischen Koordinaten ausgedrückt werden.

Wollen wir die *Bewegung* eines materiellen Punktes beschreiben, so geben wir die Werte seiner Koordinaten in Funktion der Zeit. Es ist nun wohl im Auge zu behalten, daß eine derartige mathematische Beschreibung erst dann einen physikalischen Sinn hat, wenn man sich vorher darüber klar geworden ist, was hier unter „Zeit“ verstanden wird.

Wir haben zu berücksichtigen, daß alle unsere Urteile, in welchen die Zeit eine Rolle spielt, immer Urteile über *gleichzeitige Ereignisse* sind. Wenn ich z. B. sage: „Jener Zug kommt hier um 7 Uhr an,“ so heißt dies etwa: „Das Zeigen des kleinen Zeigers meiner Uhr auf 7 und das Ankommen des Zuges sind gleichzeitige Ereignisse.“¹⁾

Es könnte scheinen, daß alle die Definition der „Zeit“ betreffenden Schwierigkeiten dadurch überwunden werden könnten, daß ich an Stelle der „Zeit“ die „Stellung des kleinen Zeigers meiner Uhr“ setze. Eine solche Definition genügt in der Tat, wenn es sich darum handelt, eine Zeit zu definieren ausschließlich für den Ort, an welchem sich die Uhr eben befindet; die Definition genügt aber nicht mehr, sobald es sich darum handelt, an verschiedenen Orten stattfindende Ereignisreihen miteinander zeitlich zu verknüpfen, oder — was auf dasselbe hinausläuft — Ereignisse zeitlich zu werten, welche in von der Uhr entfernten Orten stattfinden.

Wir könnten uns allerdings damit begnügen, die Ereignisse dadurch zeitlich zu werten, daß ein samt der Uhr im Koordinatenursprung befindlicher Beobachter jedem von einem zu wertenden Ereignis Zeugnis gebenden, durch den leeren Raum zu ihm gelangenden Lichtzeichen die entsprechende Uhrzeigerstellung zuordnet. Eine solche Zuordnung bringt aber den Übelstand mit sich, daß sie vom Standpunkte des mit der Uhr versehenen Beobachters nicht unabhängig ist, wie wir durch die Erfahrung wissen. Zu einer weit praktischeren Festsetzung gelangen wir durch folgende Betrachtung.

Befindet sich im Punkte A des Raumes eine Uhr, so kann ein in A befindlicher Beobachter die Ereignisse in der unmittelbaren Umgebung von A zeitlich werten durch Aufsuchen der mit diesen Ereignissen gleichzeitigen Uhrzeigerstellungen. Befindet sich auch im Punkte B des Raumes eine Uhr — wir wollen hinzufügen, „eine Uhr von genau derselben Beschaffenheit wie die in A befindliche“ — so ist auch eine zeitliche Wertung der Ereignisse in der unmittelbaren Umgebung von

1) Die Ungenauigkeit, welche in dem Begriffe der Gleichzeitigkeit zweier Ereignisse an (annähernd) demselben Orte steckt und gleichfalls durch eine Abstraktion überbrückt werden muß, soll hier nicht erörtert werden.

B durch einen in B befindlichen Beobachter möglich. Es ist aber ohne weitere Festsetzung nicht möglich, ein Ereignis in A mit einem Ereignis in B zeitlich zu vergleichen; wir haben bisher nur eine „ A -Zeit“ und eine „ B -Zeit“, aber keine für A und B gemeinsame „Zeit“ definiert. Die letztere Zeit kann nun definiert werden, indem man *durch Definition* festsetzt, daß die „Zeit“, welche das Licht braucht, um von A nach B zu gelangen, gleich ist der „Zeit“, welche es braucht, um von B nach A zu gelangen. Es gehe nämlich ein Lichtstrahl zur „ A -Zeit“ t_A von A nach B ab, werde zur „ B -Zeit“ t_B in B gegen A zu reflektiert und gelange zur „ A -Zeit“ t'_A nach A zurück. Die beiden Uhren laufen definitionsgemäß synchron, wenn

$$t_B - t_A = t'_A - t_B.$$

Wir nehmen an, daß diese Definition des Synchronismus in widerspruchsfreier Weise möglich sei, und zwar für beliebig viele Punkte, daß also allgemein die Beziehungen gelten:

1. Wenn die Uhr in B synchron mit der Uhr in A läuft, so läuft die Uhr in A synchron mit der Uhr in B .

2. Wenn die Uhr in A sowohl mit der Uhr in B als auch mit der Uhr in C synchron läuft, so laufen auch die Uhren in B und C synchron relativ zueinander.

Wir haben so unter Zuhilfenahme gewisser (gedachter) physikalischer Erfahrungen festgelegt, was unter synchron laufenden, an verschiedenen Orten befindlichen, ruhenden Uhren zu verstehen ist und damit offenbar eine Definition von „gleichzeitig“ und „Zeit“ gewonnen. Die „Zeit“ eines Ereignisses ist die mit dem Ereignis gleichzeitige Angabe einer am Orte des Ereignisses befindlichen, ruhenden Uhr, welche mit einer bestimmten, ruhenden Uhr, und zwar für alle Zeitbestimmungen mit der nämlichen Uhr, synchron läuft.

Wir setzen noch der Erfahrung gemäß fest, daß die Größe

$$\frac{2 \overline{AB}}{t'_A - t_A} = V$$

eine universelle Konstante (die Lichtgeschwindigkeit im leeren Raume) sei.

Wesentlich ist, daß wir die Zeit mittels im ruhenden System

ruhender Uhren definiert haben; wir nennen die eben definierte Zeit wegen dieser Zugehörigkeit zum ruhenden System „die Zeit des ruhenden Systems“.

§ 2. Über die Relativität von Längen und Zeiten.

Die folgenden Überlegungen stützen sich auf das Relativitätsprinzip und auf das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit, welche beiden Prinzipien wir folgendermaßen definieren.

1. Die Gesetze, nach denen sich die Zustände der physikalischen Systeme ändern, sind unabhängig davon, auf welches von zwei relativ zueinander in gleichförmiger Translationsbewegung befindlichen Koordinatensystemen diese Zustandsänderungen bezogen werden.

2. Jeder Lichtstrahl bewegt sich im „ruhenden“ Koordinatensystem mit der bestimmten Geschwindigkeit V , unabhängig davon, ob dieser Lichtstrahl von einem ruhenden oder bewegten Körper emittiert ist. Hierbei ist

$$\text{Geschwindigkeit} = \frac{\text{Lichtweg}}{\text{Zeitdauer}},$$

wobei „Zeitdauer“ im Sinne der Definition des § 1 aufzufassen ist.

Es sei ein ruhender starrer Stab gegeben; derselbe besitze, mit einem ebenfalls ruhenden Maßstabe gemessen, die Länge l . Wir denken uns nun die Stabachse in die X -Achse des ruhenden Koordinatensystems gelegt und dem Stabe hierauf eine gleichförmige Paralleltranslationsbewegung (Geschwindigkeit v) längs der X -Achse im Sinne der wachsenden x erteilt. Wir fragen nun nach der Länge des *bewegten* Stabes, welche wir uns durch folgende zwei Operationen ermittelt denken:

a) Der Beobachter bewegt sich samt dem vorher genannten Maßstabe mit dem auszumessenden Stabe und mißt direkt durch Anlegen des Maßstabes die Länge des Stabes, ebenso, wie wenn sich auszumessender Stab, Beobachter und Maßstab in Ruhe befänden.

b) Der Beobachter ermittelt mittels im ruhenden Systeme aufgestellter, gemäß § 1 synchroner, ruhender Uhren, in welchen Punkten des ruhenden Systems sich Anfang und Ende des auszumessenden Stabes zu einer bestimmten Zeit t befinden.

Die Entfernung dieser beiden Punkte, gemessen mit dem schon benutzten, in diesem Falle ruhenden Maßstabe ist ebenfalls eine Länge, welche man als „Länge des Stabes“ bezeichnen kann.

Nach dem Relativitätsprinzip muß die bei der Operation a) zu findende Länge, welche wir „die Länge des Stabes im bewegten System“ nennen wollen, gleich der Länge l des ruhenden Stabes sein.

Die bei der Operation b) zu findende Länge, welche wir „die Länge des (bewegten) Stabes im ruhenden System“ nennen wollen, werden wir unter Zugrundelegung unserer beiden Prinzipien bestimmen und finden, daß sie von l verschieden ist.

Die allgemein gebrauchte Kinematik nimmt stillschweigend an, daß die durch die beiden erwähnten Operationen bestimmten Längen einander genau gleich seien, oder mit anderen Worten, daß ein bewegter starrer Körper in der Zeitepoche t in geometrischer Beziehung vollständig durch denselben Körper, wenn er in bestimmter Lage ruht, ersetzbar sei.

Wir denken uns ferner an den beiden Stabenden (A und B) Uhren angebracht, welche mit den Uhren des ruhenden Systems synchron sind, d. h. deren Angaben jeweilen der „Zeit des ruhenden Systems“ an den Orten, an welchen sie sich gerade befinden, entsprechen; diese Uhren sind also „synchron im ruhenden System“.

Wir denken uns ferner, daß sich bei jeder Uhr ein mit ihr bewegter Beobachter befinde, und daß diese Beobachter auf die beiden Uhren das im § 1 aufgestellte Kriterium für den synchronen Gang zweier Uhren anwenden. Zur Zeit¹⁾ t_A gehe ein Lichtstrahl von A aus, werde zur Zeit t_B in B reflektiert und gelange zur Zeit t'_A nach A zurück. Unter Berücksichtigung des Prinzips von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit finden wir:

$$t_B - t_A = \frac{r_{AB}}{V - v}$$

1) „Zeit“ bedeutet hier „Zeit des ruhenden Systems“ und zugleich „Zeigerstellung der bewegten Uhr, welche sich an dem Orte, von dem die Rede ist, befindet“.

und

$$t'_A - t'_B = \frac{r_{AB}}{V + v},$$

wobei r_{AB} die Länge des bewegten Stabes — im ruhenden System gemessen — bedeutet. Mit dem bewegten Stabe bewegte Beobachter würden also die beiden Uhren nicht synchron gehend finden, während im ruhenden System befindliche Beobachter die Uhren als synchron laufend erklären würden.

Wir sehen also, daß wir dem Begriffe der Gleichzeitigkeit keine *absolute* Bedeutung beimessen dürfen, sondern daß zwei Ereignisse, welche, von einem Koordinatensystem aus betrachtet, gleichzeitig sind, von einem relativ zu diesem System bewegten System aus betrachtet, nicht mehr als gleichzeitige Ereignisse aufzufassen sind.

§ 3. Theorie der Koordinaten- und Zeittransformation
von dem ruhenden auf ein relativ zu diesem in gleichförmiger
Translationsbewegung befindliches System.

Seien im „ruhenden“ Raume zwei Koordinatensysteme, d. h. zwei Systeme von je drei von einem Punkte ausgehenden, aufeinander senkrechten starren materiellen Linien, gegeben. Die X -Achsen beider Systeme mögen zusammenfallen, ihre Y - und Z -Achsen bezüglich parallel sein. Jedem Systeme sei ein starrer Maßstab und eine Anzahl Uhren beigegeben, und es seien beide Maßstäbe sowie alle Uhren beider Systeme einander genau gleich.

Es werde nun dem Anfangspunkte des einen der beiden Systeme (k) eine (konstante) Geschwindigkeit v in Richtung der wachsenden x des anderen, ruhenden Systems (K) erteilt, welche sich auch den Koordinatenachsen, dem betreffenden Maßstabe sowie den Uhren mitteilen möge. Jeder Zeit t des ruhenden Systems K entspricht dann eine bestimmte Lage der Achsen des bewegten Systems und wir sind aus Symmetriegründen befugt anzunehmen, daß die Bewegung von k so beschaffen sein kann, daß die Achsen des bewegten Systems zur Zeit t (es ist mit „ t “ immer eine Zeit des ruhenden Systems bezeichnet) den Achsen des ruhenden Systems parallel seien.

Wir denken uns nun den Raum sowohl vom ruhenden System K aus mittels des ruhenden Maßstabes als auch vom

bewegten System k mittels des mit ihm bewegten Maßstabes ausgemessen und so die Koordinaten x, y, z bez. ξ, η, ζ ermittelt. Es werde ferner mittels der im ruhenden System befindlichen ruhenden Uhren durch Lichtsignale in der in § 1 angegebenen Weise die Zeit t des ruhenden Systems für alle Punkte des letzteren bestimmt, in denen sich Uhren befinden; ebenso werde die Zeit τ des bewegten Systems für alle Punkte des bewegten Systems, in welchen sich relativ zu letzterem ruhende Uhren befinden, bestimmt durch Anwendung der in § 1 genannten Methode der Lichtsignale zwischen den Punkten, in denen sich die letzteren Uhren befinden.

Zu jedem Wertsystem x, y, z, t , welches Ort und Zeit eines Ereignisses im ruhenden System vollkommen bestimmt, gehört ein jenes Ereignis relativ zum System k festlegendes Wertsystem ξ, η, ζ, τ , und es ist nun die Aufgabe zu lösen, das diese Größen verknüpfende Gleichungssystem zu finden.

Zunächst ist klar, daß die Gleichungen *linear* sein müssen wegen der Homogenitätseigenschaften, welche wir Raum und Zeit beilegen.

Setzen wir $x' = x - vt$, so ist klar, daß einem im System k ruhenden Punkte ein bestimmtes, von der Zeit unabhängiges Wertsystem x', y, z zukommt. Wir bestimmen zuerst τ als Funktion von x', y, z und t . Zu diesem Zwecke haben wir in Gleichungen auszudrücken, daß τ nichts anderes ist als der Inbegriff der Angaben von im System k ruhenden Uhren, welche nach der im § 1 gegebenen Regel synchron gemacht worden sind.

Vom Anfangspunkt des Systems k aus werde ein Lichtstrahl zur Zeit τ_0 längs der X -Achse nach x' gesandt und von dort zur Zeit τ_1 nach dem Koordinatenursprung reflektiert, wo er zur Zeit τ_2 anlange; so muß dann sein:

$$\frac{1}{2}(\tau_0 + \tau_2) = \tau_1$$

oder, indem man die Argumente der Funktion τ beifügt und das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit im ruhenden Systeme anwendet:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left[\tau(0, 0, 0, t) + \tau \left(0, 0, 0, \left\{ t + \frac{x'}{V-v} + \frac{x'}{V+v} \right\} \right) \right] \\ = \tau \left(x', 0, 0, t + \frac{x'}{V-v} \right). \end{aligned}$$

Hieraus folgt, wenn man x' unendlich klein wählt:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{V-v} + \frac{1}{V+v} \right) \frac{\partial \tau}{\partial t} = \frac{\partial \tau}{\partial x'} + \frac{1}{V-v} \frac{\partial \tau}{\partial t},$$

oder

$$\frac{\partial \tau}{\partial x'} + \frac{v}{V^2 - v^2} \frac{\partial \tau}{\partial t} = 0.$$

Es ist zu bemerken, daß wir statt des Koordinatenursprunges jeden anderen Punkt als Ausgangspunkt des Lichtstrahles hätten wählen können und es gilt deshalb die eben erhaltene Gleichung für alle Werte von x', y, z .

Eine analoge Überlegung — auf die H - und Z -Achse angewandt — liefert, wenn man beachtet, daß sich das Licht längs dieser Achsen vom ruhenden System aus betrachtet stets mit der Geschwindigkeit $\sqrt{V^2 - v^2}$ fortpflanzt:

$$\frac{\partial \tau}{\partial y} = 0$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial z} = 0.$$

Aus diesen Gleichungen folgt, da τ eine lineare Funktion ist:

$$\tau = a \left(t - \frac{v}{V^2 - v^2} x' \right),$$

wobei a eine vorläufig unbekannte Funktion $\varphi(v)$ ist und der Kürze halber angenommen ist, daß im Anfangspunkte von k für $\tau = 0$ $t = 0$ sei.

Mit Hilfe dieses Resultates ist es leicht, die Größen ξ, η, ζ zu ermitteln, indem man durch Gleichungen ausdrückt, daß sich das Licht (wie das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit in Verbindung mit dem Relativitätsprinzip verlangt) auch im bewegten System gemessen mit der Geschwindigkeit V fortpflanzt. Für einen zur Zeit $\tau = 0$ in Richtung der wachsenden ξ ausgesandten Lichtstrahl gilt:

$$\xi = V \tau,$$

oder

$$\xi = a V \left(t - \frac{v}{V^2 - v^2} x' \right).$$

Nun bewegt sich aber der Lichtstrahl relativ zum Anfangs-

punkt von k im ruhenden System gemessen mit der Geschwindigkeit $V-v$, so daß gilt:

$$\frac{x'}{V-v} = t.$$

Setzen wir diesen Wert von t in die Gleichung für ξ ein, so erhalten wir:

$$\xi = a \frac{V^2}{V^2 - v^2} x'.$$

Auf analoge Weise finden wir durch Betrachtung von längs den beiden anderen Achsen bewegte Lichtstrahlen:

$$\eta = V\tau = aV \left(t - \frac{v}{V^2 - v^2} x' \right),$$

wobei

$$\frac{y}{\sqrt{V^2 - v^2}} = t; \quad x' = 0;$$

also

$$\eta = a \frac{V}{\sqrt{V^2 - v^2}} y$$

und

$$\zeta = a \frac{V}{\sqrt{V^2 - v^2}} z.$$

Setzen wir für x' seinen Wert ein, so erhalten wir:

$$\tau = \varphi(v) \beta \left(t - \frac{v}{V^2} x \right),$$

$$\xi = \varphi(v) \beta (x - vt),$$

$$\eta = \varphi(v) y,$$

$$\zeta = \varphi(v) z,$$

wobei

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}}$$

und φ eine vorläufig unbekannte Funktion von v ist. Macht man über die Anfangslage des bewegten Systems und über den Nullpunkt von τ keinerlei Voraussetzung, so ist auf den rechten Seiten dieser Gleichungen je eine additive Konstante zuzufügen.

Wir haben nun zu beweisen, daß jeder Lichtstrahl sich, im bewegten System gemessen, mit der Geschwindigkeit V fortpflanzt, falls dies, wie wir angenommen haben, im ruhenden

System der Fall ist; denn wir haben den Beweis dafür noch nicht geliefert, daß das Prinzip der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit mit dem Relativitätsprinzip vereinbar sei.

Zur Zeit $t = \tau = 0$ werde von dem zu dieser Zeit gemeinsamen Koordinatenursprung beider Systeme aus eine Kugelwelle ausgesandt, welche sich im System K mit der Geschwindigkeit V ausbreitet. Ist (x, y, z) ein eben von dieser Welle ergriffener Punkt, so ist also

$$x^2 + y^2 + z^2 = V^2 t^2.$$

Diese Gleichung transformieren wir mit Hilfe unserer Transformationsgleichungen und erhalten nach einfacher Rechnung:

$$\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 = V^2 \tau^2.$$

Die betrachtete Welle ist also auch im bewegten System betrachtet eine Kugelwelle von der Ausbreitungsgeschwindigkeit V . Hiermit ist gezeigt, daß unsere beiden Grundprinzipien miteinander vereinbar sind.

In den entwickelten Transformationsgleichungen tritt noch eine unbekannte Funktion φ von v auf, welche wir nun bestimmen wollen.

Wir führen zu diesem Zwecke noch ein drittes Koordinatensystem K' ein, welches relativ zum System k derart in Paralleltranslationsbewegung parallel zur Ξ -Achse begriffen sei, daß sich dessen Koordinatenursprung mit der Geschwindigkeit $-v$ auf der Ξ -Achse bewege. Zur Zeit $t=0$ mögen alle drei Koordinatenanfangspunkte zusammenfallen und es sei für $t=x=y=z=0$ die Zeit t' des Systems K' gleich Null. Wir nennen x', y', z' die Koordinaten, im System K' gemessen, und erhalten durch zweimalige Anwendung unserer Transformationsgleichungen:

$$\begin{aligned} t' &= \varphi(-v)\beta(-v)\left\{\tau + \frac{v}{V^2}\xi\right\} = \varphi(v)\varphi(-v)t, \\ x' &= \varphi(-v)\beta(-v)\{\xi + v\tau\} = \varphi(v)\varphi(-v)x, \\ y' &= \varphi(-v)\eta = \varphi(v)\varphi(-v)y, \\ z' &= \varphi(-v)\zeta = \varphi(v)\varphi(-v)z. \end{aligned}$$

Da die Beziehungen zwischen x', y', z' und x, y, z die Zeit t nicht enthalten, so ruhen die Systeme K und K' gegeneinander,

und es ist klar, daß die Transformation von K auf K' die identische Transformation sein muß. Es ist also:

$$\varphi(v)\varphi(-v) = 1.$$

Wir fragen nun nach der Bedeutung von $\varphi(v)$. Wir fassen das Stück der H -Achse des Systems k ins Auge, das zwischen $\xi=0$, $\eta=0$, $\zeta=0$ und $\xi=l$, $\eta=0$, $\zeta=0$ gelegen ist. Dieses Stück der H -Achse ist ein relativ zum System K mit der Geschwindigkeit v senkrecht zu seiner Achse bewegter Stab, dessen Enden in K die Koordinaten besitzen:

$$x_1 = vt, \quad y_1 = \frac{l}{\varphi(v)}, \quad z_1 = 0$$

und

$$x_2 = vt, \quad y_2 = 0, \quad z_2 = 0.$$

Die Länge des Stabes, in K gemessen, ist also $l/\varphi(v)$; damit ist die Bedeutung der Funktion φ gegeben. Aus Symmetriegründen ist nun einleuchtend, daß die im ruhenden System gemessene Länge eines bestimmten Stabes, welcher senkrecht zu seiner Achse bewegt ist, nur von der Geschwindigkeit, nicht aber von der Richtung und dem Sinne der Bewegung abhängig sein kann. Es ändert sich also die im ruhenden System gemessene Länge des bewegten Stabes nicht, wenn v mit $-v$ vertauscht wird. Hieraus folgt:

$$\frac{l}{\varphi(v)} = \frac{l}{\varphi(-v)},$$

oder

$$\varphi(v) = \varphi(-v).$$

Aus dieser und der vorhin gefundenen Relation folgt, daß $\varphi(v) = 1$ sein muß, so daß die gefundenen Transformationsgleichungen übergehen in:

$$\tau = \beta \left(t - \frac{v}{V^2} x \right),$$

$$\xi = \beta (x - vt),$$

$$\eta = y,$$

$$\zeta = z,$$

wobei

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}},$$

§ 4. Physikalische Bedeutung der erhaltenen Gleichungen, bewegte starre Körper und bewegte Uhren betreffend.

Wir betrachten eine starre Kugel¹⁾ vom Radius R , welche relativ zum bewegten System k ruht, und deren Mittelpunkt im Koordinatenursprung von k liegt. Die Gleichung der Oberfläche dieser relativ zum System K mit der Geschwindigkeit v bewegten Kugel ist:

$$\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 = R^2.$$

Die Gleichung dieser Oberfläche ist in x, y, z ausgedrückt zur Zeit $t = 0$:

$$\frac{x^2}{\left(\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}\right)^2} + y^2 + z^2 = R^2.$$

Ein starrer Körper, welcher in ruhendem Zustande ausgemessen die Gestalt einer Kugel hat, hat also in bewegtem Zustande — vom ruhenden System aus betrachtet — die Gestalt eines Rotationsellipsoids mit den Achsen

$$R\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}, R, R.$$

Während also die Y - und Z -Dimension der Kugel (also auch jedes starren Körpers von beliebiger Gestalt) durch die Bewegung nicht modifiziert erscheinen, erscheint die X -Dimension im Verhältnis $1 : \sqrt{1 - (v/V)^2}$ verkürzt, also um so stärker, je größer v ist. Für $v = V$ schrumpfen alle bewegten Objekte — vom „ruhenden“ System aus betrachtet — in flächenhafte Gebilde zusammen. Für Überlichtgeschwindigkeiten werden unsere Überlegungen sinnlos; wir werden übrigens in den folgenden Betrachtungen finden, daß die Lichtgeschwindigkeit in unserer Theorie physikalisch die Rolle der unendlich großen Geschwindigkeiten spielt.

Es ist klar, daß die gleichen Resultate von im „ruhenden“ System ruhenden Körpern gelten, welche von einem gleichförmig bewegten System aus betrachtet werden. —

Wir denken uns ferner eine der Uhren, welche relativ zum ruhenden System ruhend die Zeit t , relativ zum bewegten

1) Das heißt einen Körper, welcher ruhend untersucht Kugelgestalt besitzt.

System ruhend die Zeit τ anzugeben befähigt sind, im Koordinatenursprung von k gelegen und so gerichtet, daß sie die Zeit τ angibt. Wie schnell geht diese Uhr, vom ruhenden System aus betrachtet?

Zwischen die Größen x , t und τ , welche sich auf den Ort dieser Uhr beziehen, gelten offenbar die Gleichungen:

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}} \left(t - \frac{v}{V^2} x \right)$$

und

$$x = v t.$$

Es ist also

$$\tau = t \sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2} = t - \left(1 - \sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2} \right) t,$$

woraus folgt, daß die Angabe der Uhr (im ruhenden System betrachtet) pro Sekunde um $(1 - \sqrt{1 - (v/V)^2})$ Sek. oder — bis auf Größen vierter und höherer Ordnung um $\frac{1}{2}(v/V)^2$ Sek. zurückbleibt.

Hieraus ergibt sich folgende eigentümliche Konsequenz. Sind in den Punkten A und B von K ruhende, im ruhenden System betrachtet, synchron gehende Uhren vorhanden, und bewegt man die Uhr in A mit der Geschwindigkeit v auf der Verbindungslinie nach B , so gehen nach Ankunft dieser Uhr in B die beiden Uhren nicht mehr synchron, sondern die von A nach B bewegte Uhr geht gegenüber der von Anfang an in B befindlichen um $\frac{1}{2} t v^2 / V^2$ Sek. (bis auf Größen vierter und höherer Ordnung) nach, wenn t die Zeit ist, welche die Uhr von A nach B braucht.

Man sieht sofort, daß dies Resultat auch dann noch gilt, wenn die Uhr in einer beliebigen polygonalen Linie sich von A nach B bewegt, und zwar auch dann, wenn die Punkte A und B zusammenfallen.

Nimmt man an, daß das für eine polygonale Linie bewiesene Resultat auch für eine stetig gekrümmte Kurve gelte, so erhält man den Satz: Befinden sich in A zwei synchron gehende Uhren und bewegt man die eine derselben auf einer geschlossenen Kurve mit konstanter Geschwindigkeit, bis sie wieder nach A zurückkommt, was t Sek. dauern möge, so geht die letztere Uhr bei ihrer Ankunft in A gegenüber der un-

bewegt gebliebenen um $\frac{1}{2} t (v/V)^2$ Sek. nach. Man schließt daraus, daß eine am Erdäquator befindliche Unruhr um einen sehr kleinen Betrag langsamer laufen muß als eine genau gleich beschaffene, sonst gleichen Bedingungen unterworfenen, an einem Erdpole befindliche Uhr.

§ 5. Additionstheorem der Geschwindigkeiten.

In dem längs der X -Achse des Systems K mit der Geschwindigkeit v bewegten System k bewege sich ein Punkt gemäß den Gleichungen:

$$\xi = w_{\xi} \tau,$$

$$\eta = w_{\eta} \tau,$$

$$\zeta = 0,$$

wobei w_{ξ} und w_{η} Konstanten bedeuten.

Gesucht ist die Bewegung des Punktes relativ zum System K . Führt man in die Bewegungsgleichungen des Punktes mit Hilfe der in § 3 entwickelten Transformationsgleichungen die Größen x, y, z, t ein, so erhält man:

$$x = \frac{w_{\xi} + v}{1 + \frac{v w_{\xi}}{V^2}} t,$$

$$y = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}}{1 + \frac{v w_{\xi}}{V^2}} w_{\eta} t,$$

$$z = 0.$$

Das Gesetz vom Parallelogramm der Geschwindigkeiten gilt also nach unserer Theorie nur in erster Annäherung. Wir setzen:

$$U^2 = \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2,$$

$$w^2 = w_{\xi}^2 + w_{\eta}^2$$

und

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{w_{\eta}}{w_{\xi}};$$

α ist dann als der Winkel zwischen den Geschwindigkeiten v und w anzusehen. Nach einfacher Rechnung ergibt sich:

$$U = \frac{\sqrt{(v^2 + w^2 + 2vw \cos \alpha) - \left(\frac{vw \sin \alpha}{V}\right)^2}}{1 + \frac{vw \cos \alpha}{V^2}}.$$

Es ist bemerkenswert, daß v und w in symmetrischer Weise in den Ausdruck für die resultierende Geschwindigkeit eingehen. Hat auch w die Richtung der X -Achse (Ξ -Achse), so erhalten wir:

$$U = \frac{v + w}{1 + \frac{vw}{V^2}}.$$

Aus dieser Gleichung folgt, daß aus der Zusammensetzung zweier Geschwindigkeiten, welche kleiner sind als V , stets eine Geschwindigkeit kleiner als V resultiert. Setzt man nämlich $v = V - \kappa$, $w = V - \lambda$, wobei κ und λ positiv und kleiner als V seien, so ist:

$$U = V \frac{2V - \kappa - \lambda}{2V - \kappa - \lambda + \frac{\kappa\lambda}{V}} < V.$$

Es folgt ferner, daß die Lichtgeschwindigkeit V durch Zusammensetzung mit einer „Unterlichtgeschwindigkeit“ nicht geändert werden kann. Man erhält für diesen Fall:

$$U = \frac{V + w}{1 + \frac{w}{V}} = V.$$

Wir hätten die Formel für U für den Fall, daß v und w gleiche Richtung besitzen, auch durch Zusammensetzen zweier Transformationen gemäß § 3 erhalten können. Führen wir neben den in § 3 figurierenden Systemen K und k noch ein drittes, zu k in Parallelbewegung begriffenes Koordinatensystem k' ein, dessen Anfangspunkt sich auf der Ξ -Achse mit der Geschwindigkeit w bewegt, so erhalten wir zwischen den Größen x, y, z, t und den entsprechenden Größen von k' Gleichungen, welche sich von den in § 3 gefundenen nur dadurch unterscheiden, daß an Stelle von „ v “ die Größe

$$\frac{v + w}{1 + \frac{vw}{V^2}}$$

tritt; man sieht daraus, daß solche Paralleltransformationen — wie dies sein muß — eine Gruppe bilden.

Wir haben nun die für uns notwendigen Sätze der unseren zwei Prinzipien entsprechenden Kinematik hergeleitet und gehen dazu über, deren Anwendung in der Elektrodynamik zu zeigen.

II. Elektrodynamischer Teil.

§ 6. Transformation der Maxwell-Hertzschen Gleichungen für den leeren Raum. Über die Natur der bei Bewegung in einem Magnetfeld auftretenden elektromotorischen Kräfte.

Die Maxwell-Hertzschen Gleichungen für den leeren Raum mögen gültig sein für das ruhende System K , so daß gelten möge:

$$\begin{aligned}\frac{1}{V} \frac{\partial X}{\partial t} &= \frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z}, & \frac{1}{V} \frac{\partial L}{\partial t} &= \frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y}, \\ \frac{1}{V} \frac{\partial Y}{\partial t} &= \frac{\partial L}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial x}, & \frac{1}{V} \frac{\partial M}{\partial t} &= \frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial z}, \\ \frac{1}{V} \frac{\partial Z}{\partial t} &= \frac{\partial M}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial y}, & \frac{1}{V} \frac{\partial N}{\partial t} &= \frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x},\end{aligned}$$

wobei (X, Y, Z) den Vektor der elektrischen, (L, M, N) den der magnetischen Kraft bedeutet.

Wenden wir auf diese Gleichungen die in § 3 entwickelte Transformation an, indem wir die elektromagnetischen Vorgänge auf das dort eingeführte, mit der Geschwindigkeit v bewegte Koordinatensystem beziehen, so erhalten wir die Gleichungen:

$$\begin{aligned}\frac{1}{V} \frac{\partial X}{\partial \tau} &= \frac{\partial \beta \left(N - \frac{v}{V} Y \right)}{\partial \eta} - \frac{\partial \beta \left(M + \frac{v}{V} Z \right)}{\partial \zeta}, \\ \frac{1}{V} \frac{\partial \beta \left(Y - \frac{v}{V} N \right)}{\partial \tau} &= \frac{\partial L}{\partial \zeta} - \frac{\partial \beta \left(N - \frac{v}{V} Y \right)}{\partial \xi}, \\ \frac{1}{V} \frac{\partial \beta \left(Z + \frac{v}{V} M \right)}{\partial \tau} &= \frac{\partial \beta \left(M + \frac{v}{V} Z \right)}{\partial \xi} - \frac{\partial L}{\partial \eta}, \\ \frac{1}{V} \frac{\partial L}{\partial \tau} &= \frac{\partial \beta \left(Y - \frac{v}{V} N \right)}{\partial \zeta} - \frac{\partial \beta \left(Z + \frac{v}{V} M \right)}{\partial \eta},\end{aligned}$$

$$\frac{1}{V} \frac{\partial \beta \left(M + \frac{v}{V} Z \right)}{\partial \tau} = \frac{\partial \beta \left(Z + \frac{v}{V} M \right)}{\partial \xi} - \frac{\partial X}{\partial \zeta},$$

$$\frac{1}{V} \frac{\partial \beta \left(N - \frac{v}{V} Y \right)}{\partial \tau} = \frac{\partial X}{\partial \eta} - \frac{\partial \beta \left(Y - \frac{v}{V} N \right)}{\partial \xi},$$

wobei

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V} \right)^2}}.$$

Das Relativitätsprinzip fordert nun, daß die Maxwell-Hertzschen Gleichungen für den leeren Raum auch im System k gelten, wenn sie im System K gelten, d. h. daß für die im bewegten System k durch ihre ponderomotorischen Wirkungen auf elektrische bez. magnetische Massen definierten Vektoren der elektrischen und magnetischen Kraft ($(X', Y' Z')$ und (L', M', N')) des bewegten Systems k die Gleichungen gelten:

$$\begin{aligned} \frac{1}{V} \frac{\partial X'}{\partial \tau} &= \frac{\partial N'}{\partial \eta} - \frac{\partial M'}{\partial \zeta}, & \frac{1}{V} \frac{\partial L'}{\partial \tau} &= \frac{\partial Y'}{\partial \zeta} - \frac{\partial Z'}{\partial \eta}, \\ \frac{1}{V} \frac{\partial Y'}{\partial \tau} &= \frac{\partial L'}{\partial \zeta} - \frac{\partial N'}{\partial \xi}, & \frac{1}{V} \frac{\partial M'}{\partial \tau} &= \frac{\partial Z'}{\partial \xi} - \frac{\partial X'}{\partial \zeta}, \\ \frac{1}{V} \frac{\partial Z'}{\partial \tau} &= \frac{\partial M'}{\partial \xi} - \frac{\partial L'}{\partial \eta}, & \frac{1}{V} \frac{\partial N'}{\partial \tau} &= \frac{\partial X'}{\partial \eta} - \frac{\partial Y'}{\partial \xi}. \end{aligned}$$

Offenbar müssen nun die beiden für das System k gefundenen Gleichungssysteme genau dasselbe ausdrücken, da beide Gleichungssysteme den Maxwell-Hertzschen Gleichungen für das System K äquivalent sind. Da die Gleichungen beider Systeme ferner bis auf die die Vektoren darstellenden Symbole übereinstimmen, so folgt, daß die in den Gleichungssystemen an entsprechenden Stellen auftretenden Funktionen bis auf einen für alle Funktionen des einen Gleichungssystems gemeinsamen, von ξ , η , ζ und τ unabhängigen, eventuell von v abhängigen Faktor $\psi(v)$ übereinstimmen müssen. Es gelten also die Beziehungen:

$$\begin{aligned} X' &= \psi(v) X, & L' &= \psi(v) L, \\ Y' &= \psi(v) \beta \left(Y - \frac{v}{V} N \right), & M' &= \psi(v) \beta \left(M + \frac{v}{V} Z \right), \\ Z' &= \psi(v) \beta \left(Z + \frac{v}{V} M \right), & N' &= \psi(v) \beta \left(N - \frac{v}{V} Y \right). \end{aligned}$$

Bildet man nun die Umkehrung dieses Gleichungssystems, erstens durch Auflösen der soeben erhaltenen Gleichungen, zweitens durch Anwendung der Gleichungen auf die inverse Transformation (von k auf K), welche durch die Geschwindigkeit $-v$ charakterisiert ist, so folgt, indem man berücksichtigt, daß die beiden so erhaltenen Gleichungssysteme identisch sein müssen:

$$\varphi(v) \cdot \varphi(-v) = 1.$$

Ferner folgt aus Symmetriegründen¹⁾

$$\varphi(v) = \varphi(-v);$$

es ist also

$$\varphi(v) = 1,$$

und unsere Gleichungen nehmen die Form an:

$$\begin{aligned} X' &= X, & L' &= L, \\ Y' &= \beta \left(Y - \frac{v}{V} N \right), & M' &= \beta \left(M + \frac{v}{V} Z \right), \\ Z' &= \beta \left(Z + \frac{v}{V} M \right), & N' &= \beta \left(N - \frac{v}{V} Y \right). \end{aligned}$$

Zur Interpretation dieser Gleichungen bemerken wir folgendes. Es liegt eine punktförmige Elektrizitätsmenge vor, welche im ruhenden System K gemessen von der Größe „eins“ sei, d. h. im ruhenden System ruhend auf eine gleiche Elektrizitätsmenge im Abstand 1 cm die Kraft 1 Dyn ausübe. Nach dem Relativitätsprinzip ist diese elektrische Masse auch im bewegten System gemessen von der Größe „eins“. Ruht diese Elektrizitätsmenge relativ zum ruhenden System, so ist definitionsgemäß der Vektor (X, Y, Z) gleich der auf sie wirkenden Kraft. Ruht die Elektrizitätsmenge gegenüber dem bewegten System (wenigstens in dem betreffenden Augenblick), so ist die auf sie wirkende, in dem bewegten System gemessene Kraft gleich dem Vektor (X', Y', Z') . Die ersten drei der obigen Gleichungen lassen sich mithin auf folgende zwei Weisen in Worte kleiden:

1. Ist ein punktförmiger elektrischer Einheitspol in einem elektromagnetischen Felde bewegt, so wirkt auf ihn außer der

1) Ist z. B. $X = Y = Z = L = M = 0$ und $N \neq 0$, so ist aus Symmetriegründen klar, daß bei Zeichenwechsel von v ohne Änderung des numerischen Wertes auch Y' sein Vorzeichen ändern muß, ohne seinen numerischen Wert zu ändern.

elektrischen Kraft eine „elektromotorische Kraft“, welche unter Vernachlässigung von mit der zweiten und höheren Potenzen von v/V multiplizierten Gliedern gleich ist dem mit der Lichtgeschwindigkeit dividierten Vektorprodukt der Bewegungsgeschwindigkeit des Einheitspoles und der magnetischen Kraft. (Alte Ausdrucksweise.)

2. Ist ein punktförmiger elektrischer Einheitspol in einem elektromagnetischen Felde bewegt, so ist die auf ihn wirkende Kraft gleich der an dem Orte des Einheitspoles vorhandenen elektrischen Kraft, welche man durch Transformation des Feldes auf ein relativ zum elektrischen Einheitspol ruhendes Koordinatensystem erhält. (Neue Ausdrucksweise.)

Analoges gilt über die „magnetomotorischen Kräfte“. Man sieht, daß in der entwickelten Theorie die elektromotorische Kraft nur die Rolle eines Hilfsbegriffes spielt, welcher seine Einführung dem Umstande verdankt, daß die elektrischen und magnetischen Kräfte keine von dem Bewegungszustande des Koordinatensystems unabhängige Existenz besitzen.

Es ist ferner klar, daß die in der Einleitung angeführte Asymmetrie bei der Betrachtung der durch Relativbewegung eines Magneten und eines Leiters erzeugten Ströme verschwindet. Auch werden die Fragen nach dem „Sitz“ der elektrodynamischen elektromotorischen Kräfte (Unipolarmaschinen) gegenstandslos.

§ 7. Theorie des Doppellerschen Prinzips und der Aberration.

Im Systeme K befinde sich sehr ferne vom Koordinatenursprung eine Quelle elektrodynamischer Wellen, welche in einem den Koordinatenursprung enthaltenden Raumteil mit genügender Annäherung durch die Gleichungen dargestellt sei:

$$\begin{aligned} X &= X_0 \sin \Phi, & I &= L_0 \sin \Phi, \\ Y &= Y_0 \sin \Phi, & M &= M_0 \sin \Phi, & \Phi &= \omega \left(t - \frac{ax + by + cz}{V} \right), \\ Z &= Z_0 \sin \Phi, & N &= N_0 \sin \Phi, \end{aligned}$$

Hierbei sind (X_0, Y_0, Z_0) und (L_0, M_0, N_0) die Vektoren, welche die Amplitude des Wellenzuges bestimmen, a, b, c die Richtungskosinus der Wellennormalen.

Wir fragen nach der Beschaffenheit dieser Wellen, wenn dieselben von einem in dem bewegten System k ruhenden

Beobachter untersucht werden. — Durch Anwendung der in § 6 gefundenen Transformationsgleichungen für die elektrischen und magnetischen Kräfte und der in § 3 gefundenen Transformationsgleichungen für die Koordinaten und die Zeit erhalten wir unmittelbar:

$$X' = X_0 \sin \Phi', \quad L' = L_0 \sin \Phi',$$

$$Y' = \beta \left(Y_0 - \frac{v}{V} N_0 \right) \sin \Phi', \quad M' = \beta \left(M_0 + \frac{v}{V} Z_0 \right) \sin \Phi',$$

$$Z' = \beta \left(Z_0 + \frac{v}{V} M_0 \right) \sin \Phi', \quad N' = \beta \left(N_0 - \frac{v}{V} Y_0 \right) \sin \Phi',$$

$$\Phi' = \omega' \left(\tau - \frac{a' \xi + b' \eta + c' \zeta}{V} \right),$$

wobei

$$\omega' = \omega \beta \left(1 - a \frac{v}{V} \right),$$

$$a' = \frac{a - \frac{v}{V}}{1 - a \frac{v}{V}},$$

$$b' = \frac{b}{\beta \left(1 - a \frac{v}{V} \right)},$$

$$c' = \frac{c}{\beta \left(1 - a \frac{v}{V} \right)}$$

gesetzt ist.

Aus der Gleichung für ω' folgt: Ist ein Beobachter relativ zu einer unendlich fernen Lichtquelle von der Frequenz ν mit der Geschwindigkeit v derart bewegt, daß die Verbindungslinie „Lichtquelle–Beobachter“ mit der auf ein relativ zur Lichtquelle ruhendes Koordinatensystem bezogenen Geschwindigkeit des Beobachters den Winkel φ bildet, so ist die von dem Beobachter wahrgenommene Frequenz ν' des Lichtes durch die Gleichung gegeben:

$$\nu' = \nu \frac{1 - \cos \varphi \frac{v}{V}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V} \right)^2}}.$$

Dies ist das Doppellersche Prinzip für beliebige Geschwindig-

keiten. Für $\varphi = 0$ nimmt die Gleichung die übersichtliche Form an:

$$v' = v \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{V}}{1 + \frac{v}{V}}}.$$

Man sieht, daß — im Gegensatz zu der üblichen Auffassung — für $v = -\infty$, $v = \infty$ ist.

Nennt man φ' den Winkel zwischen Wellennormale (Strahlrichtung) im bewegten System und der Verbindungslinie „Lichtquelle–Beobachter“, so nimmt die Gleichung für α' die Form an:

$$\cos \varphi' = \frac{\cos \varphi - \frac{v}{V}}{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi}.$$

Diese Gleichung drückt das Aberrationsgesetz in seiner allgemeinsten Form aus. Ist $\varphi = \pi/2$, so nimmt die Gleichung die einfache Gestalt an:

$$\cos \varphi' = -\frac{v}{V}.$$

Wir haben nun noch die Amplitude der Wellen, wie dieselbe im bewegten System erscheint, zu suchen. Nennt man A bez. A' die Amplitude der elektrischen oder magnetischen Kraft im ruhenden bez. im bewegten System gemessen, so erhält man:

$$A'^2 = A^2 \frac{\left(1 - \frac{v}{V} \cos \varphi\right)^2}{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2},$$

welche Gleichung für $\varphi = 0$ in die einfachere übergeht:

$$A'^2 = A^2 \frac{1 - \frac{v}{V}}{1 + \frac{v}{V}}.$$

Es folgt aus den entwickelten Gleichungen, daß für einen Beobachter, der sich mit der Geschwindigkeit V einer Lichtquelle näherte, diese Lichtquelle unendlich intensiv erscheinen müßte.

§ 8. Transformation der Energie der Lichtstrahlen. Theorie des auf vollkommene Spiegel ausgeübten Strahlungsdruckes.

Da $A^2/8\pi$ gleich der Lichtenergie pro Volumeneinheit ist, so haben wir nach dem Relativitätsprinzip $A'^2/8\pi$ als die Lichtenergie im bewegten System zu betrachten. Es wäre daher A'^2/A^2 das Verhältnis der „bewegt gemessenen“ und „ruhend gemessenen“ Energie eines bestimmten Lichtkomplexes, wenn das Volumen eines Lichtkomplexes in K gemessen und in k gemessen das gleiche wäre. Dies ist jedoch nicht der Fall. Sind a, b, c die Richtungskosinus der Wellennormalen des Lichtes im ruhenden System, so wandert durch die Oberflächenelemente der mit Lichtgeschwindigkeit bewegten Kugel-
fläche

$$(x - V a t)^2 + (y - V b t)^2 + (z - V c t)^2 = R^2$$

keine Energie hindurch; wir können daher sagen, daß diese Fläche dauernd denselben Lichtkomplex umschließt. Wir fragen nach der Energiemenge, welche diese Fläche im System k betrachtet umschließt, d. h. nach der Energie des Lichtkomplexes relativ zum System k .

Die Kugelfläche ist — im bewegten System betrachtet — eine Ellipsoidfläche, welche zur Zeit $\tau = 0$ die Gleichung besitzt:

$$\left(\beta \xi - a \beta \frac{v}{V} \xi\right)^2 + \left(\eta - b \beta \frac{v}{V} \xi\right)^2 + \left(\zeta - c \beta \frac{v}{V} \xi\right)^2 = R^2.$$

Nennt man S das Volumen der Kugel, S' dasjenige dieses Ellipsoides, so ist, wie eine einfache Rechnung zeigt:

$$\frac{S'}{S} = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}}{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi}.$$

Nennt man also E die im ruhenden System gemessene, E' die im bewegten System gemessene Lichtenergie, welche von der betrachteten Fläche umschlossen wird, so erhält man:

$$\frac{E'}{E} = \frac{\frac{A'^2}{8\pi} S'}{\frac{A^2}{8\pi} S} = \frac{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}},$$

welche Formel für $\varphi = 0$ in die einfachere übergeht:

$$\frac{E'}{E} = \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{V}}{1 + \frac{v}{V}}}.$$

Es ist bemerkenswert, daß die Energie und die Frequenz eines Lichtkomplexes sich nach demselben Gesetze mit dem Bewegungszustande des Beobachters ändern.

Es sei nun die Koordinatenebene $\xi = 0$ eine vollkommen spiegelnde Fläche, an welcher die im letzten Paragraph betrachteten ebenen Wellen reflektiert werden. Wir fragen nach dem auf die spiegelnde Fläche ausgeübten Lichtdruck und nach der Richtung, Frequenz und Intensität des Lichtes nach der Reflexion.

Das einfallende Licht sei durch die Größen $A, \cos \varphi, v$ (auf das System K bezogen) definiert. Von k aus betrachtet sind die entsprechenden Größen:

$$A' = A \frac{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}},$$

$$\cos \varphi' = \frac{\cos \varphi - \frac{v}{V}}{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi},$$

$$v' = v \frac{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}}.$$

Für das reflektierte Licht erhalten wir, wenn wir den Vorgang auf das System k beziehen:

$$A'' = A',$$

$$\cos \varphi'' = -\cos \varphi',$$

$$v'' = v'.$$

Endlich erhält man durch Rücktransformieren aufs ruhende System K für das reflektierte Licht:

$$A''' = A'' \frac{1 + \frac{v}{V} \cos \varphi''}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}} = A \frac{1 - 2 \frac{v}{V} \cos \varphi + \left(\frac{v}{V}\right)^2}{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2},$$

$$\cos \varphi''' = \frac{\cos \varphi'' + \frac{v}{V}}{1 + \frac{v}{V} \cos \varphi''} = - \frac{\left(1 + \left(\frac{v}{V}\right)^2\right) \cos \varphi - 2 \frac{v}{V}}{1 - 2 \frac{v}{V} \cos \varphi + \left(\frac{v}{V}\right)^2},$$

$$v''' = v'' \frac{1 + \frac{v}{V} \cos \varphi''}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}} = v \frac{1 - 2 \frac{v}{V} \cos \varphi + \left(\frac{v}{V}\right)^2}{\left(1 - \frac{v}{V}\right)^2}.$$

Die auf die Flächeneinheit des Spiegels pro Zeiteinheit auftreffende (im ruhenden System gemessene) Energie ist offenbar $A^2/8\pi (V \cos \varphi - v)$. Die von der Flächeneinheit des Spiegels in der Zeiteinheit sich entfernende Energie ist $A'''^2/8\pi (-V \cos \varphi''' + v)$. Die Differenz dieser beiden Ausdrücke ist nach dem Energieprinzip die vom Lichtdruck in der Zeiteinheit geleistete Arbeit. Setzt man die letztere gleich dem Produkt $P \cdot v$, wobei P der Lichtdruck ist, so erhält man:

$$P = 2 \frac{A^2}{8\pi} \frac{\left(\cos \varphi - \frac{v}{V}\right)^2}{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}.$$

In erster Annäherung erhält man in Übereinstimmung mit der Erfahrung und mit anderen Theorien

$$P = 2 \frac{A^2}{8\pi} \cos^2 \varphi.$$

Nach der hier benutzten Methode können alle Probleme der Optik bewegter Körper gelöst werden. Das Wesentliche ist, daß die elektrische und magnetische Kraft des Lichtes, welches durch einen bewegten Körper beeinflußt wird, auf ein relativ zu dem Körper ruhendes Koordinatensystem transformiert werden. Dadurch wird jedes Problem der Optik bewegter Körper auf eine Reihe von Problemen der Optik ruhender Körper zurückgeführt.

§ 9. Transformation der Maxwell-Hertz'schen Gleichungen
mit Berücksichtigung der Konvektionsströme.

Wir gehen aus von den Gleichungen:

$$\begin{aligned}\frac{1}{V} \left\{ u_x \varrho + \frac{\partial X}{\partial t} \right\} &= \frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z}, & \frac{1}{V} \frac{\partial L}{\partial t} &= \frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y}, \\ \frac{1}{V} \left\{ u_y \varrho + \frac{\partial Y}{\partial t} \right\} &= \frac{\partial L}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial x}, & \frac{1}{V} \frac{\partial M}{\partial t} &= \frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial z}, \\ \frac{1}{V} \left\{ u_z \varrho + \frac{\partial Z}{\partial t} \right\} &= \frac{\partial M}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial y}, & \frac{1}{V} \frac{\partial N}{\partial t} &= \frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x},\end{aligned}$$

wobei

$$\varrho = \frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z}$$

die 4π -fache Dichte der Elektrizität und (u_x, u_y, u_z) den Geschwindigkeitsvektor der Elektrizität bedeutet. Denkt man sich die elektrischen Massen unveränderlich an kleine, starre Körper (Ionen, Elektronen) gebunden, so sind diese Gleichungen die elektromagnetische Grundlage der Lorentz'schen Elektrodynamik und Optik bewegter Körper.

Transformiert man diese Gleichungen, welche im System K gelten mögen, mit Hilfe der Transformationsgleichungen von § 3 und § 6 auf das System k , so erhält man die Gleichungen:

$$\begin{aligned}\frac{1}{V} \left\{ u_x \varrho' + \frac{\partial X'}{\partial \tau} \right\} &= \frac{\partial N'}{\partial \eta} - \frac{\partial M'}{\partial \zeta}, & \frac{\partial L'}{\partial \tau} &= \frac{\partial Y'}{\partial \zeta} - \frac{\partial Z'}{\partial \eta}, \\ \frac{1}{V} \left\{ u_y \varrho' + \frac{\partial Y'}{\partial \tau} \right\} &= \frac{\partial L'}{\partial \zeta} - \frac{\partial N'}{\partial \xi}, & \frac{\partial M'}{\partial \tau} &= \frac{\partial Z'}{\partial \xi} - \frac{\partial X'}{\partial \zeta}, \\ \frac{1}{V} \left\{ u_z \varrho' + \frac{\partial Z'}{\partial \tau} \right\} &= \frac{\partial M'}{\partial \xi} - \frac{\partial L'}{\partial \eta}, & \frac{\partial N'}{\partial \tau} &= \frac{\partial X'}{\partial \eta} - \frac{\partial Y'}{\partial \xi},\end{aligned}$$

wobei

$$\begin{aligned}\frac{u_x - v}{1 - \frac{u_x v}{V^2}} &= u_\xi, \\ \beta \left(1 - \frac{u_x v}{V^2} \right) &= u_\eta, & \varrho' &= \frac{\partial X'}{\partial \xi} + \frac{\partial Y'}{\partial \eta} + \frac{\partial Z'}{\partial \zeta} = \beta \left(1 - \frac{v u_x}{V^2} \right) \varrho, \\ \frac{u_z}{\beta \left(1 - \frac{u_x v}{V^2} \right)} &= u_\zeta.\end{aligned}$$

Da — wie aus dem Additionstheorem der Geschwindigkeiten (§ 5) folgt — der Vektor (u_x, u_y, u_z) nichts anderes ist als die Geschwindigkeit der elektrischen Massen im System k gemessen, so ist damit gezeigt, daß unter Zugrundelegung unserer kinematischen Prinzipien die elektrodynamische Grundlage der Lorentzschen Theorie der Elektrodynamik bewegter Körper dem Relativitätsprinzip entspricht.

Es möge noch kurz bemerkt werden, daß aus den entwickelten Gleichungen leicht der folgende wichtige Satz gefolgert werden kann: Bewegt sich ein elektrisch geladener Körper beliebig im Raume und ändert sich hierbei seine Ladung nicht, von einem mit dem Körper bewegten Koordinatensystem aus betrachtet, so bleibt seine Ladung auch — von dem „ruhenden“ System K aus betrachtet — konstant.

§ 10. Dynamik des (langsam beschleunigten) Elektrons.

In einem elektromagnetischen Felde bewege sich ein punktförmiges, mit einer elektrischen Ladung ε versehenes Teilchen (im folgenden „Elektron“ genannt), über dessen Bewegungsgesetz wir nur folgendes annehmen:

Ruht das Elektron in einer bestimmten Epoche, so erfolgt in dem nächsten Zeitteilchen die Bewegung des Elektrons nach den Gleichungen

$$\mu \frac{d^2 x}{dt^2} = \varepsilon X$$

$$\mu \frac{d^2 y}{dt^2} = \varepsilon Y$$

$$\mu \frac{d^2 z}{dt^2} = \varepsilon Z,$$

wobei x, y, z die Koordinaten des Elektrons, μ die Masse des Elektrons bedeutet, sofern dasselbe langsam bewegt ist.

Es besitze nun zweitens das Elektron in einer gewissen Zeitepoche die Geschwindigkeit v . Wir suchen das Gesetz, nach welchem sich das Elektron im unmittelbar darauf folgenden Zeitteilchen bewegt.

Ohne die Allgemeinheit der Betrachtung zu beeinflussen, können und wollen wir annehmen, daß das Elektron in dem Momente, wo wir es ins Auge fassen, sich im Koordinaten-

sprung befinde und sich längs der X -Achse des Systems K mit der Geschwindigkeit v bewege. Es ist dann einleuchtend, daß das Elektron im genannten Momente ($t = 0$) relativ zu einem längs der X -Achse mit der konstanten Geschwindigkeit v parallelbewegten Koordinatensystem k ruht.

Aus der oben gemachten Voraussetzung in Verbindung mit dem Relativitätsprinzip ist klar, daß sich das Elektron in der unmittelbar folgenden Zeit (für kleine Werte von t) vom System k aus betrachtet nach den Gleichungen bewegt:

$$\mu \frac{d^2 \xi}{d\tau^2} = \varepsilon X',$$

$$\mu \frac{d^2 \eta}{d\tau^2} = \varepsilon Y',$$

$$\mu \frac{d^2 \zeta}{d\tau^2} = \varepsilon Z',$$

wobei die Zeichen $\xi, \eta, \zeta, \tau, X', Y', Z'$ sich auf das System k beziehen. Setzen wir noch fest, daß für $t = x = y = z = 0$ $\tau = \xi = \eta = \zeta = 0$ sein soll, so gelten die Transformationsgleichungen der §§ 3 und 6, so daß gilt:

$$\tau = \beta \left(t - \frac{v}{V^2} x \right),$$

$$\xi = \beta (x - vt), \quad X' = X,$$

$$\eta = y, \quad Y' = \beta \left(Y - \frac{v}{V} N \right),$$

$$\zeta = z, \quad Z' = \beta \left(Z + \frac{v}{V} M \right).$$

Mit Hilfe dieser Gleichungen transformieren wir die obigen Bewegungsgleichungen vom System k auf das System K und erhalten:

$$(A) \quad \begin{cases} \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{\varepsilon}{\mu} \frac{1}{\beta^3} X, \\ \frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{\varepsilon}{\mu} \frac{1}{\beta} \left(Y - \frac{v}{V} N \right), \\ \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{\varepsilon}{\mu} \frac{1}{\beta} \left(Z + \frac{v}{V} M \right). \end{cases}$$

Wir fragen nun in Anlehnung an die übliche Betrachtungsweise nach der „longitudinalen“ und „transversalen“ Masse

des bewegten Elektrons. Wir schreiben die Gleichungen (A) in der Form

$$\mu \beta^3 \frac{d^2 x}{dt^2} = \varepsilon X = \varepsilon X',$$

$$\mu \beta^2 \frac{d^2 y}{dt^2} = \varepsilon \beta \left(Y - \frac{v}{V} N \right) = \varepsilon Y',$$

$$\mu \beta^2 \frac{d^2 z}{dt^2} = \varepsilon \beta \left(Z + \frac{v}{V} M \right) = \varepsilon Z'$$

und bemerken zunächst, daß $\varepsilon X'$, $\varepsilon Y'$, $\varepsilon Z'$ die Komponenten der auf das Elektron wirkenden ponderomotorischen Kraft sind, und zwar in einem in diesem Moment mit dem Elektron mit gleicher Geschwindigkeit wie dieses bewegten System betrachtet. (Diese Kraft könnte beispielsweise mit einer im letzten System ruhenden Federwage gemessen werden.) Wenn wir nun diese Kraft schlechtweg „die auf das Elektron wirkende Kraft“ nennen und die Gleichung

Massenzahl \times Beschleunigungszahl = Kraftzahl

aufrechterhalten, und wenn wir ferner festsetzen, daß die Beschleunigungen im ruhenden System K gemessen werden sollen, so erhalten wir aus obigen Gleichungen:

$$\text{Longitudinale Masse} = \frac{\mu}{\left(\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V} \right)^2} \right)^3},$$

$$\text{Transversale Masse} = \frac{\mu}{1 - \left(\frac{v}{V} \right)^2}.$$

Natürlich würde man bei anderer Definition der Kraft und der Beschleunigung andere Zahlen für die Massen erhalten; man ersieht daraus, daß man bei der Vergleichung verschiedener Theorien der Bewegung des Elektrons sehr vorsichtig verfahren muß.

Wir bemerken, daß diese Resultate über die Masse auch für die ponderablen materiellen Punkte gilt; denn ein ponderabler materieller Punkt kann durch Zufügen einer *beliebig kleinen* elektrischen Ladung zu einem Elektron (in unserem Sinne) gemacht werden.

Wir bestimmen die kinetische Energie des Elektrons. Bewegt sich ein Elektron vom Koordinatenursprung des Systems K aus mit der Anfangsgeschwindigkeit 0 beständig auf der

X -Achse unter der Wirkung einer elektrostatischen Kraft X , so ist klar, daß die dem elektrostatischen Felde entzogene Energie den Wert $\int \varepsilon X dx$ hat. Da das Elektron langsam beschleunigt sein soll und infolgedessen keine Energie in Form von Strahlung abgeben möge, so muß die dem elektrostatischen Felde entzogene Energie gleich der Bewegungsenergie W des Elektrons gesetzt werden. Man erhält daher, indem man beachtet, daß während des ganzen betrachteten Bewegungsvorganges die erste der Gleichungen (A) gilt:

$$W = \int \varepsilon X dx = \int_0^v \beta^3 v dv = \mu V^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}} - 1 \right\}.$$

W wird also für $v = V$ unendlich groß. Überlichtgeschwindigkeiten haben — wie bei unseren früheren Resultaten — keine Existenzmöglichkeit.

Auch dieser Ausdruck für die kinetische Energie muß dem oben angeführten Argument zufolge ebenso für ponderable Massen gelten.

Wir wollen nun die aus dem Gleichungssystem (A) resultierenden, dem Experimente zugänglichen Eigenschaften der Bewegung des Elektrons aufzählen.

1. Aus der zweiten Gleichung des Systems (A) folgt, daß eine elektrische Kraft Y und eine magnetische Kraft N dann gleich stark ablenkend wirken auf ein mit der Geschwindigkeit v bewegtes Elektron, wenn $Y = N \cdot v/V$. Man ersieht also, daß die Ermittlung der Geschwindigkeit des Elektrons aus dem Verhältnis der magnetischen Ablenkbarkeit A_m und der elektrischen Ablenkbarkeit A_e nach unserer Theorie für beliebige Geschwindigkeiten möglich ist durch Anwendung des Gesetzes:

$$\frac{A_m}{A_e} = \frac{v}{V}.$$

Diese Beziehung ist der Prüfung durch das Experiment zugänglich, da die Geschwindigkeit des Elektrons auch direkt, z. B. mittels rasch oszillierender elektrischer und magnetischer Felder, gemessen werden kann.

2. Aus der Ableitung für die kinetische Energie des Elektrons folgt, daß zwischen der durchlaufenen Potential-

differenz und der erlangten Geschwindigkeit v des Elektrons die Beziehung gelten muß:

$$P = \int X dx = \frac{\mu}{e} V^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}} - 1 \right\}.$$

3. Wir berechnen den Krümmungsradius R der Bahn, wenn eine senkrecht zur Geschwindigkeit des Elektrons wirkende magnetische Kraft N (als einzige ablenkende Kraft) vorhanden ist. Aus der zweiten der Gleichungen (A) erhalten wir:

$$-\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{v^2}{R} = \frac{e}{\mu} \frac{v}{V} N \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}$$

oder

$$R = V^2 \frac{\mu}{e} \cdot \frac{\frac{v}{V}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}} \cdot \frac{1}{N}.$$

Diese drei Beziehungen sind ein vollständiger Ausdruck für die Gesetze, nach denen sich gemäß vorliegender Theorie das Elektron bewegen muß.

Zum Schlusse bemerke ich, daß mir beim Arbeiten an dem hier behandelten Probleme mein Freund und Kollege M. Besso treu zur Seite stand und daß ich demselben manche wertvolle Anregung verdanke.

Bern, Juni 1905.

(Eingegangen 30. Juni 1905.)

**4. Über eine an dünnen Isolatorschichten
beobachtete Erscheinung;
von H. Greinacher und K. Herrmann.**

§ 1. Macht man das Gas zwischen zwei Metallen leitend, so verhalten sich dieselben wie die Pole eines galvanischen Elementes, indem sie wie diese eine bestimmte Potentialdifferenz aufweisen. Es ist bereits gezeigt worden¹⁾, daß diese der Hauptsache nach durch die auf den Metallen befindlichen wäßrigen Schichten zustande kommt, und daß das leitende Gas im wesentlichen nur die Potentiale dieser Schichten ausgleicht. Da somit in der Gaszelle wie im galvanischen Element dieselben elektromotorischen Kräfte wirken, so war zu erwarten, daß beide in derselben Weise polarisierbar sind. Für eine durch Radiumbestrahlung hergestellte Zelle ist dies auch bereits von W. Gaede²⁾ nachgewiesen worden. Dasselbe ergab sich für Zellen, deren einer Pol eine mit Radiotellur belegte Platte, deren anderer Pol irgend ein Metall war. Die Polarisationserscheinung war hingegen nur schwach ausgeprägt, wie folgende Messungen zeigen.

Es wurde die Potentialdifferenz einer mit Radiotellur belegten Silberplatte gegen eine Magnesiumplatte gemessen, dann wurde erstere einer Nickelplatte gegenübergestellt. Nachdem an die beiden Platten während 5 Min. eine Potentialdifferenz von ca. 110 Volt (städtische Zentrale) angelegt worden war, wurde die Silberplatte wieder gegenüber der Magnesiumscheibe gemessen. Der Unterschied gegen den früheren Wert ergab dann die Polarisation an der Silberplatte. Je nachdem diese beim Polarisieren Anode oder Kathode gewesen war, ergab sich für Mg/Ag' ($Ag' =$ mit Radiotellur belegtes Silber)

1) H. Greinacher, Dissertation, Berlin 1904. Ann. d. Phys. 16. p. 708. 1905.

2) W. Gaede, Ann. d. Phys. 14. p. 641. 1904.

Ag'-Anode	Volt	Ag'-Kathode	Volt
Anfänglich	0,94	Anfänglich	1,02
Nach 5 Min. Polar.	1,03	Nach 5 Min. Polar.	0,96
Nach 30 Min. Kurz- schließen d. Zelle }	1,01	Nach 15 Min. Kurz- schließen d. Zelle }	0,99

In ähnlicher Weise wurde für eine Zelle Mg/Cu', an welche direkt während 15 Min. die Zentrale (Mg-Kathode) angelegt war, gefunden

	Mg/Cu' Volt
Anfänglich	1,30
Nach dem Polarisieren	1,38
Nach 15 Min. Kurzschließen	1,33

Wie die Zahlen zeigen, ist eine geringe Polarisation sowohl im einen als im anderen Sinne vorhanden. Auch die Flüssigkeitsoberflächen scheinen im selben Maße polarisierbar zu sein, wie dies wenigstens an verdünnter Schwefelsäure nachgewiesen wurde.

§ 2. Es ist gezeigt worden, daß mit der Entfernung der Wasserhaut von den Metallplatten auch die elektromotorische Kraft der Gaszelle verschwindet. Danach war zu erwarten, daß auch die Polarisationsfähigkeit verschwinden würde. Die Entfernung der Wasserhaut wurde nach früherem¹⁾ auf folgende Weise ausgeführt: Zwei Metallblechstreifen, wovon der eine einseitig mit Radiotellur belegt war, wurden in eine Glasröhre eingeschmolzen, so daß sie sich in ca. 2 mm Abstand gegenüberstanden. Das Glasgefäß wurde, nachdem in eine Erweiterung etwas P_2O_5 gebracht war, abgeschmolzen. Darauf erhitze man die Röhre $\frac{1}{2}$ — $1\frac{1}{2}$ Stunden auf 140—170°. Während zwar nach dieser Behandlung der Voltaeffekt zumeist verschwunden war, zeigte sich dagegen, daß nach Durchschicken eines polarisierenden Stromes die beiden Metallstreifen beträchtliche Potentialdifferenzen aufwiesen, bei genügend langer Dauer des Stromes bis zu 60 Volt. In diesem Falle konnte von einer Polarisation im üblichen Sinne keine Rede mehr sein. Es zeigte sich auch, daß diese Spannung nicht von einer Ladung der Glaswand herrührte, da sie nach längerer

1) H. Greinacher, l. c. p. 30 bez. p. 724.

Dauer des Stromes durch Kurzschließen nur langsam verschwand.

§ 3. Was zunächst die quantitativen Verhältnisse dieser Erscheinung betrifft, die allgemein ohne Rücksicht auf irgendwelche Vorstellung über den Vorgang mit „Aufladung“ bezeichnet werde, so ergab sich, daß sie von der Stromstärke (Potentialdifferenz) und der Stromdauer abhängig ist. Mit letzterer wächst die Aufladespannung zunächst proportional, dann immer langsamer, um schließlich einem Endwerte zuzustreben. Diese Endspannung war dieselbe, wenn die Aufladung wiederholt wurde und war außerdem unabhängig von der Stromrichtung. Auch konnte ein unterschiedliches Verhalten der benutzten Metalle bezüglich der Aufladung nicht bemerkt werden. Die Endspannungen der Zellen unter sich schwankten jedoch zwischen ca. 10 und 60 Volt. In welcher Weise die Aufladespannung mit der Stromdauer zunimmt, sei im folgenden graphisch wiedergegeben (Fig. 1). Die Messung der Potentialdifferenzen erfolgte mit einem Dolezalekschen Elektrometer¹⁾ in zumeist idiostatischer Schaltung, unter Verwendung einer bereits früher beschriebenen Nullmethode.²⁾ Die angegebenen Kurven Ia und Ib beziehen sich auf eine Zelle (Zn, Cu'), die durch einstündiges Erhitzen auf ca. 160° von Wasser befreit war.

Es zeigt sich für 220 Volt keine wesentlich höhere Endspannung, da schon unter 110 Volt der Sättigungsstrom erreicht war. Aus demselben Grunde ergab sich die Aufladungsstromstärke am Anfang und am Ende der Aufladung gleich groß, indem schon bei $(110 - a)$ Volt, wenn mit a die Endspannung bezeichnet werde, der Sättigungsstrom vorhanden war. Dies war nicht der Fall bei kleinerer Potentialdifferenz. So ergab sich für eine in der angegebenen Weise behandelte Zelle (Zn, Cu'), wenn an Zn + 10,4 Volt angelegt wurde (Cu' geerdet), die Stromstärke anfänglich zu $0,16 \cdot 10^{-9}$ Amp.,

1) Das Instrument war derart justiert, daß bei Erdung der Quadranten eine Änderung der Nadelspannung von 0 auf ca. 100 Volt keinen Ausschlag hervorrief. Dies gelang, nachdem die grobe nach Augenmaß vorgenommene Justierung erreicht war, in rascher Zeit sehr vollkommen durch bloßes Verschrauben der hinteren Stellschraube.

2) H. Greinacher, l. c. p. 7 bez. p. 709.

nach 19 stündiger Aufladung betrug die Endspannung 8,2 Volt und die Stromstärke war, da bloß noch $10,4 - 8,2 = 2,2$ Volt wirkte, auf $0,06 \cdot 10^{-9}$ Amp. gesunken. Die Stromstärke war elektrometrisch nach einer früher beschriebenen Nullmethode bestimmt.¹⁾ Wurde die Zelle nach der Aufladung kurzgeschlossen oder isoliert gelassen, so nahm die Spannung wieder ab, im ersten Fall rascher wie im zweiten. In welcher Weise die Abnahme nach Kurzschließen verlief, ist aus der

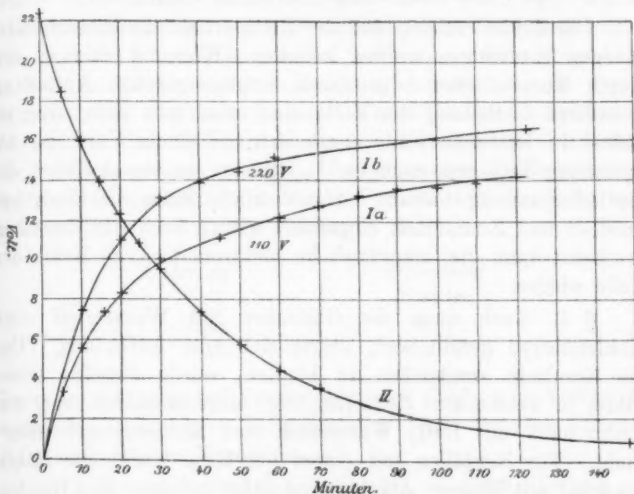


Fig. 1.

Kurve II zu ersehen. Demnach betrug für eine Zelle (Zn, Ag) die Spannung nach $\frac{1}{3}$ stündigem Kurzschließen beinahe noch die Hälfte. Die Zelle lieferte daher während einer erheblichen Zeitdauer Strom von der Größenordnung des Aufladestromes. Daß die abgegebene Elektrizitätsmenge relativ nicht unbedeutend war, wurde durch Aufladung einer mit der Zelle verbundenen Kapazität nachgewiesen. Es wurde nach Erreichung der Endspannung ein Pol der Zelle geerdet, der andere mit einer Kapazität verbunden. Einige diesbezügliche Messungen seien hier angeführt.

1) H. Greinacher, l. c. p. 15 bez. p. 714.

	Auflade- spannung der Zelle Volt	Aufladung der Kapazität Volt	Kapazität Mikrofarad	Zeit Min.	Mittlere Ent- ladungs- stromstärke Amp.
Zn/Cu' {	ca. 10	2,18	0,1	40,5	0,9 · 10 ⁻¹⁰
	ca. 20	6,23	0,1	60	1,7 „
	—	0,84	1,0	86	1,6 „
Zn/Ag'	48	2,31	0,1	44	0,9 „

Die Zahlen zeigen, daß der Zelle erhebliche Elektrizitätsmengen entnommen werden konnten. Während aber zu der durch Kurzschließen oder durch entgegengesetzte Aufladung bewirkten Entladung der Zelle eine erhebliche Zeit nötig ist (selbst in letzterem Falle ergab sich bei einem Versuche die Spannung Null erst nach ca. $\frac{1}{2}$ Stunde), so verschwindet die Aufladespannung beinahe augenblicklich, wenn die Glasröhre geöffnet und Zimmerluft eingeführt wird. An Stelle derselben erscheint dann die ursprüngliche elektromotorische Kraft der Zelle wieder.

§ 4. Auch wenn die Glasröhre mit Wasserstoff oder Kohlendioxyd gefüllt war, zeigte sich eine Aufladung. Um die Resultate vergleichen zu können, wurde dieselbe Glasröhre, in welche eine Zelle (Zn, Ag') eingeschmolzen war, der Reihe nach mit Luft, Wasserstoff und Kohlendioxyd untersucht. Vor Neufüllen mit einem der Gase wurde die Röhre zunächst mit Wasser, Alkohol und Äther gereinigt und frisches P_2O_5 eingebracht. Es ergaben sich folgende Endwerte für die Aufladung:

	Behandlung	Zn/Ag' in Volt			Strom- stärke Amp.	Dauer der Auf- ladung Std.
		vor dem Erhitzen	vor dem Aufladen	am Ende d. Auflad.		
Luft	2 Std. 160°	-0,57	-0,05	+15,3	0,17 · 10 ⁻⁹	18 $\frac{1}{2}$
Wasserstoff .	1 $\frac{1}{2}$ „ 160°	-0,64	0,00	+ 6,1	0,03 „	21 $\frac{1}{2}$
Kohlendioxyd	1 „ 160°	-0,52	0,00	ca. - 30	0,19 „	15 $\frac{1}{2}$

Die Zahlen bestätigen zunächst die früher gefundenen Ergebnisse, daß der Voltaeffekt nach dem Erhitzen ver-

schwindet. Die Werte für die elektromotorische Kraft der Zelle nach dem Erhitzen sind nach längerem Kurzschließen derselben gefunden. Ferner zeigt sich, daß eine Aufladung der getrockneten Zelle auch für H_2 und CO_2 stattfindet. Verhältnismäßig klein ist sie für H_2 , was mit der geringen Stromintensität von $0,03 \cdot 10^{-9}$ Amp. übereinstimmt.

Es wurde der Versuch auch in der Weise variiert, daß an Stelle des P_2O_5 Chlorcalcium als Trockenmittel genommen wurde. Die Röhre, enthaltend eine Zelle (Zn, Ag'), wurde eine Stunde lang auf ca. 170° erhitzt. Die Glaswand zeigte sich nachher bläulich angelaufen, auch waren feine Tröpfchen, wahrscheinlich von Chlorcalciumlösung bemerkbar. Es ergab sich zunächst, daß nach längerem Kurzschließen die Spannung Zn/Ag' merklich Null geworden war. Doch dauerte dies länger wie bei Verwendung von P_2O_5 . Sodann wurde durch Anlegung der Zentralenspannung (ca. -110 Volt an Ag') die Zelle aufgeladen ($0,13 \cdot 10^{-9}$ Amp.). Es ergab sich

Zn/Ag' Volt	Stromdauer Stunden
+ 3,3	5 $\frac{1}{4}$
+ 4,5	23

Demnach ist auch bei Verwendung von $CaCl_2$ eine Aufladung vorhanden, wenn auch in geringerem Maße wie bei den mit P_2O_5 ausgeführten Versuchen.

§ 5. Es ergab sich nun die Frage, ob die Aufladung nur an einer der Platten, oder an beiden zugleich stattfindet. Um dies zu prüfen, wurde die Tatsache benutzt, daß eine Aufladung nicht eintrat, im Fall die eine Elektrode auf -110 Volt gebracht wurde, während die andere isoliert war, wenn also kein Strom durch die Zelle ging. Aus dem gleichen Grunde lud sich eine Zelle nicht mehr weiter auf, wenn der Aufladestrom dadurch unterbrochen wurde, daß man den geerdeten Pol isolierte, vielmehr nahm die Aufladespannung in gleicher Weise wieder ab, wie wenn man beide Pole isoliert hätte. Man konnte daher die Metalle einzeln auf ihre Aufladung prüfen, indem man eine dritte Elektrode als Sonde einführte. Die Stellung der Metallblechstreifen war, wie Fig. 2 im Schnitt zeigt, derart, daß je zwei der Elektroden zum Auf-

laden und die dritte dann als Sonde benutzt werden konnten. Die Richtigkeit der Messungen wurde dadurch geprüft, daß man die eine der drei Potentialdifferenzen sowohl direkt be-

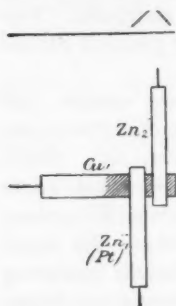


Fig. 2.

stimmte, als aus den beiden anderen berechnete. Als Elektroden kamen Zinkbez. Platinblechstreifen zur Verwendung. Die Zellen wurden in der früheren Weise von Wasser befreit, ferner wurden vor Beginn einer jeden Aufladung alle drei Elektroden längere Zeit geerdet. Es zeigte sich dabei, daß auch Platin nach längerem Kurzschließen keine merkliche Spannung mehr aufwies. Wenn man das Potential der Sonde gleich Null setzt, so ergeben sich folgende Werte für die Aufladung:

Behandlung	Sonde	$M_1: -110 \text{ V.}$ $M_2: 0$ $M_3:$	Einzel- spannung Volt	Gesamt- spannung Volt		Strom- stärke Amp.	Strom- dauer Stdn.
				ber.	beob.		
1 Std. 160°	Zn ₂	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Cu}' \\ \text{Zn}_1 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} -3,8 \\ +16,3 \end{array} \right.$	20,1	20,6	$0,6 \cdot 10^{-9}$	18 $\frac{1}{2}$
	Zn ₂	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Zn}_1 \\ \text{Cu}' \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} -15,3 \\ +7,8 \end{array} \right.$	23,1	24,1	"	6 $\frac{1}{2}$
	Cu'	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Zn}_1 \\ \text{Zn}_2 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} -6,4 \\ +1,6 \end{array} \right.$	8,0	10,3	$0,4 \cdot 10^{-9}$	23 $\frac{1}{2}$
	Cu'	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Zn}_2 \\ \text{Zn}_1 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} -0,1 \\ +11,5 \end{array} \right.$	11,6	13,1	"	27 $\frac{1}{2}$
1 $\frac{1}{4}$ Std. 160°	Zn ₁	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Cu}' \\ \text{Zn}_2 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} -28,3 \\ +26,3 \end{array} \right.$	54,6	59,0	$0,6 \cdot 10^{-9}$	19 $\frac{1}{2}$
	Zn ₁	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Zn}_2 \\ \text{Cu}' \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} -23,9 \\ +28,4 \end{array} \right.$	52,3	57,7	"	17 $\frac{2}{3}$
1 $\frac{1}{4}$ Std. 170°	Zn	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pt} \\ \text{Cu}' \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} -14,6 \\ +10,8 \end{array} \right.$	25,4	27,9	—	17 $\frac{2}{3}$
1 $\frac{1}{4}$ Std. 150°	Zn	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pt} \\ \text{Cu}' \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} -2,7 \\ +4,4 \end{array} \right.$	7,1	7,5	$0,6 \cdot 10^{-9}$	29 $\frac{1}{2}$
	Pt	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Cu}' \\ \text{Zn} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} -2,8 \\ +3,9 \end{array} \right.$	6,7	7,6	—	17 $\frac{1}{2}$
nochmals 1 Std. 160°	Zn	$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pt} \\ \text{Cu}' \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} -12,7 \\ +8,0 \end{array} \right.$	20,7	23,8	$0,6 \cdot 10^{-9}$	29 $\frac{1}{2}$

Aus den Zahlen ist zunächst zu entnehmen, daß das Potential der Sonde immer zwischen dem der anderen Metalle liegt, was damit übereinstimmt, daß die Sonde keine Aufladung erfahren hat. Die beobachtete Summe der Endspannungen fällt stets größer aus wie die berechnete, da zuerst die Gesamtspannung und dann die Teilspannungen gemessen wurden, und die Aufladung mit der Zeit abnimmt. Die Messungen ergeben nun, daß die Aufladung an beiden Metallen zumeist von derselben Größenordnung ist. Eine Abhängigkeit von der Stromrichtung oder dem verwendeten Metall ist nicht zu erkennen. Doch ist aus den Messungen mit (Zn, Pt) ersichtlich, daß, wie des öfteren festgestellt werden konnte, die Aufladung größer ausfällt, wenn die Zelle wiederholt bez. auf höhere Temperatur erhitzt worden war.

§ 6. Es war nun von Interesse, die Bedingungen kennen zu lernen, unter denen eine Aufladung eintritt. Es lag nach den vorausgegangenen Versuchen nahe, daß eine dünne an die Metalle hin sublimierte Phosphorpentoxydschicht der Grund dafür sei. Die Metallstreifen zeigten sich zwar nach dem Erhitzen häufig kaum verändert, doch wurden des öfteren an ihnen feine Anhydridnadeln bez. kleine Tröpfchen beobachtet.

Es wurde versucht, die Zelle ohne direkte Anwesenheit von P_2O_5 zu trocknen und dann aufzuladen. In gleicher Weise wie bei einem früher beschriebenen Versuche¹⁾ wurde eine Glasröhre mit einer Zelle (Zn, Ag') während einer Stunde auf ca. 230° erhitzt und in der Hitze mehrmals evakuiert und mit trockener Luft gefüllt. Nach dem Abkühlen wurde die Röhre (bei Atmosphärendruck) abgeschmolzen. Während sich vor dem Erhitzen der Wert $Zn/Ag' = -0,66$ Volt ergab, war die Spannung 6 Stunden nach dem Erhitzen auf $-0,14$ Volt gesunken. Darauf wurde mit 110 Volt aufgeladen ($0,9 \cdot 10^{-10}$ Amp.), wobei Zn Anode war. Nach $16\frac{1}{2}$ Stunden war die Spannung $Zn/Ag' = +1,0$ Volt. Die Aufladung war somit nur verhältnismäßig klein, was der Vorstellung von einer bei den früheren Versuchen vorhandenen P_2O_5 -Schicht entsprach. Wurde die Zelle nun kurzgeschlossen, so sank die Spannung und kehrte ihr Vorzeichen um. Es war schließlich $Zn/Ag' = -0,1$ Volt,

1) H. Greinacher, l. c. p. 39 bez. p. 729.

was mit dem früher gefundenen Ergebnis übereinstimmt, daß der Voltaeffekt durch die angegebene Behandlung nicht ganz verschwindet.

§ 7. Von der Vorstellung einer an das Metall hin sublimierten P_2O_5 -Schicht ausgehend, wurde der Versuch unternommen, diese Schicht wieder wegzusublimieren. Dann mußte die Aufladung nachher zum mindesten kleiner ausfallen. Es wurde eine Röhre von der früheren Form verwendet, doch waren die Zelle und der das P_2O_5 enthaltende Teil der Röhre durch ein längeres Röhrenstück weiter voneinander entfernt. Nachdem die Röhre in der früheren Weise behandelt war, wurde die Aufladung der Zelle bestimmt. Sodann wurde derjenige Teil der Glasröhre, welcher die Zelle enthielt, in einem Thermostaten erhitzt, während der Teil mit dem P_2O_5 herausragte. Diese Operation wurde eventuell wiederholt. Es wurden jedoch mit den beiden Zellen (Zn, Cu') und (Zn, Ag') keine entscheidenden Ergebnisse gefunden. Dies mochte möglicherweise daher rühren, daß das an die Metalle hin sublimierte P_2O_5 mit diesem zum Teil irgendwelche Verbindung eingegangen hatte, die nicht wieder wegzusublimierte. Dies würde sich dann dadurch vermeiden lassen, daß man nicht oxydable Metalle verwendete. Weitere Versuche in dieser Art sind nicht mehr ausgeführt worden, da wir unsere gemeinschaftliche Arbeit aufzugeben uns veranlaßt sehen.

§ 8. Falls eine dünne Schicht von P_2O_5 vermöge ihrer dielektrischen Eigenschaften die Bedingung für die Aufladung ist, so war anzunehmen, daß eine solche auch stattfindet, wenn man ein anderes Dielektrikum in dünner Schicht auf die Metalle bringt. Um dies zu prüfen, wurde auf einem kreisförmigen Zinkscheibchen alkoholische Schellacklösung verdunstet. Die Zinkplatte wurde in freier Luft einer mit Radiotellur belegten Kupferplatte gegenübergestellt. Es ergab sich die elektromotorische Kraft $Zn/Cu' = -1,13$ Volt. Sodann wurde versucht, diese Zelle mit 110 Volt aufzuladen (Zn-Kathode). Es ergab sich, nachdem $21\frac{1}{4}$ Stunden ein Strom von $4,4 \cdot 10^{-9}$ Amp. durch die Zelle geflossen war, eine Aufladespannung $Zn/Cu' = -20,1$ Volt. Wurde die mit Schellack belegte Zinkplatte mit einer unbelegten vertauscht, dann ergab sich $Zn/Cu' = -1,0$ Volt. Die ganze Aufladespannung be-

fand sich also am Zink. Wurde wieder die erste Zinkplatte gegenübergestellt, dann ergab sich wieder $\text{Zn}/\text{Cu}' = -17,8$ Volt. Selbst nach $1\frac{1}{2}$ Stunden betrug die Spannung noch $-7,2$ Volt. Nach weiteren 23 Stunden war dann die Spannung auf $-0,91$ Volt (Voltaeffekt) gesunken.

Ähnlich verhielt sich eine auf gleiche Weise mit Schellack überzogene (kreisförmige) Nickelplatte. Wie durch Wägung festgestellt worden war, befand sich auf dieser 28 mg Schellack. Da die Oberfläche $6,38 \text{ cm}^2$ betrug, so war, wenn das spezifische Gewicht von Schellack zu 1 genommen wird, die Schichtdicke gleich $0,044 \text{ mm}$. Diese Platte lieferte nach $17\frac{1}{2}$ stündiger Aufladung (Stromstärke $8 \cdot 10^{-9}$ Amp.) eine Spannung $\text{Ni}/\text{Cu}' = +15,1$ Volt.

Eingehende Versuche mit anderen Isolatorschichten sind nicht gemacht worden, auch ist die Abhängigkeit der Aufladung von der Schichtdicke nicht untersucht worden. Doch machen es die Versuche mit Schellack schon sehr wahrscheinlich, daß auch im früheren Fall (§ 2 bis § 7) eine dünne isolierende Schicht vorhanden war. Es ist somit die an den mit P_2O_5 getrockneten Gaszellen beobachtete Aufladeerscheinung ihrer Erklärung insofern näher gebracht, als sie auf das Verhalten einer dünnen isolierenden Schicht zurückgeführt werden kann.

Zu bemerken ist noch, daß durch das Aufbringen von Schellack die Stromstärke verkleinert wurde. An Gaszellen hingegen war eine Verschiedenheit der Stromstärke vor und nach Erhitzen mit P_2O_5 nicht bemerkbar. Dies ist wahrscheinlich auf die geringere Schichtdicke zurückzuführen. Der spezifische Widerstand derselben kann bei geringer Dicke sehr groß sein, ohne daß der Widerstand der Schicht gegen den des Gases in Betracht kommt. Wie man sich im einzelnen den Vorgang der Aufladung in dünnen Schichten zu denken hat, muß vorläufig noch dahingestellt bleiben.

§ 9. Um die Frage zu entscheiden, ob die Aufladung an die α -Strahlen des Radiotellurs gebunden ist, wurden noch einige Versuche mit Spitzenstrom gemacht. Eine mit Schellack überzogene Zinkplatte (vgl. § 8) wurde während 5 Min. dem Spitzenstrom einer Nadel ausgesetzt. Sodann wurde die Spannung gegenüber Cu' gemessen. Es ergab sich, wenn Zn mit dem positiven Pol der Elektrisiermaschine verbunden ge-

wesen war, $\text{Zn}/\text{Cu}' = + 14$ Volt, im anderen Fall $\text{Zn}/\text{Cu}' =$ ca. -60 Volt. Es wurden also wie früher erhebliche Spannungen erhalten, so daß die Aufladung nicht mit den α -Strahlen des Radiotellurs zusammenhängt. Auch die aufgespeicherte Elektrizitätsmenge war von derselben Größenordnung wie in den früheren Fällen. Als die Zinkplatte 15 Min. dem Spitzenstrom (Zn-Anode) ausgesetzt war, lud sich eine mit dem gegenübergestellten Cu' verbundene Kapazität von 1 Mikrof. in $12\frac{1}{2}$ Min. auf 0,66 Volt auf.

Ähnliche Ergebnisse lieferte die bereits erwähnte Nickelplatte. Es war

Ni	Ni/Cu'	Dauer des Spitzenstromes
Anode	+ 11 Volt	5 Min.
Kathode	- 16 "	5 "
Anode	+ 20 "	30 "

Eine nach der letzten Messung mit Ni verbundene Kapazität von 0,05 Mikrof. lud sich in 5 Min. auf 4,5 Volt auf.

§ 10. In gleicher Weise wie beim Spitzenstrom war auch bei der Glimmentladung eine Aufladung zu erwarten. Falls die Elektroden in Gegenwart von P_2O_5 erhitzt wurden, mußte dann infolge der durch den Glimmstrom hervorgerufenen Aufladungserscheinung das Kathodengefälle wachsen.¹⁾ Bei dem folgenden Versuche wurde als Anode Messing, als Kathode Kupfer gewählt. Das Kathodengefälle wurde mittels einer Platinsonde gemessen. Ein seitliches Ansatzrohr diente zur Aufnahme des P_2O_5 . Die Röhre, in der sich Zimmerluft befand, wurde auf 1—3 mm ausgepumpt und abgeschmolzen. Es ergab sich

das Kathodengefälle	Stunden nach Abschmelzen
373,5 Volt	20
426,9 "	42
428,4 "	48,5
430,2 "	64,5

Es zeigt sich hier eine von E. Warburg²⁾ beobachtete Erscheinung, daß das Kathodengefälle in trockenem, sauerstoffhaltigem Stickstoff größer ist, wie im feuchten. Nachdem das

1) Hierbei ist angenommen, daß das eigentliche Kathodengefälle (gemessenes abzügl. der Aufladung) nach Aufbringen der dünnen Isolatorschicht dasselbe sei, wie vordem.

2) E. Warburg, Wied. Ann. 40. p. 1. 1890.

Kathodengefälle konstant geworden war, wurde die Röhre $\frac{5}{4}$ Stunden auf ca. 150° erhitzt. Das Kathodengefälle ließ sich nach dieser Behandlung nicht messen, da es inkonstant war. Auch hatte das Glimmlicht ein ganz anderes Aussehen angenommen: Es hatte sich bis beinahe an die Glaswand verbreitert und eine der Entladung in reinem Stickstoff ähnliche Färbung angenommen. Die Erscheinung ließ vermuten, daß infolge einer geringen Verunreinigung des P_2O_5 mit P_2O_3 der Sauerstoff in der Hitze absorbiert worden war, und infolgedessen der Druck abgenommen hatte. Diese Vermutung bestätigte sich auch durch den Versuch.¹⁾ Es wurde Zimmerluft von Atmosphärendruck in die Röhre eingelassen und diese nach Abschmelzen $\frac{3}{4}$ Stunde auf ca. 150° erhitzt. Dann war anzunehmen, daß etwa noch vorhandenes P_2O_3 oxydiert war. Nachdem wieder feuchte Luft eingeführt war, ergab sich 18 Stunden nach Evakuieren das Kathodengefälle zu 385,5 Volt. Darauf wurde die Röhre $1\frac{3}{4}$ Stunde auf ca. 140° erhitzt. Jetzt war, wie erwartet wurde, das Aussehen des Glimmlichtes unverändert geblieben, und ergab sich das Kathodengefälle gleich nach dem Abkühlen zu 436,8 Volt und 22 Stunden nach dem Abkühlen zu 439,9 Volt. Dieser Wert ist um 9,7 Volt höher wie der für trockene Luft gefundene. Da es sich aber nur um einen einmaligen Versuch handelt, so kann diese Vergrößerung des Kathodengefalles nicht mit Sicherheit einer Aufladung zugeschrieben werden. Falls aber eine Aufladung vorhanden ist, würde nach vorangegangenen Kommutieren des Glimmstromes das Kathodengefälle anfänglich kleiner ausfallen, um schließlich wieder auf den alten Wert zu steigen. Dies konnte jedoch, vielleicht weil die Aufladung infolge der relativ großen Stromstärke zu schnell erfolgte, nicht nachgewiesen werden.

§ 11. Es erhob sich noch die Frage, ob die früheren, die Ursache des Voltaeffektes betreffenden Ergebnisse (l. c.) infolge der damals noch nicht berücksichtigten Aufladungserscheinung eine Modifikation erfahren. Man könnte annehmen, daß durch das Erhitzen mit P_2O_5 die elektro-

1) Danach wäre es möglich, verdünnte Gase durch Erhitzen mit kühlichem P_2O_5 sowohl von Feuchtigkeit als von Sauerstoff zu befreien.

motorische Kraft nicht verschwinde, sondern daß die früheren Versuchsergebnisse mit Hilfe der Aufladung zu erklären seien. Die Konsequenzen dieser Auffassung wären dann folgende. Gleich nach dem Erhitzen kann die am Elektrometer abgelesene Spannung nicht Null sein, erst infolge Kurzschließens tritt eine Verminderung derselben ein infolge der Aufladung. Die Spannung, die man mißt, ist dann immer elektromotorische Kraft — Aufladespannung. Diese Potentialdifferenz wird nicht auf Null gehen, da die Aufladespannung nur ein Teil der angelegten Spannung ist. Ferner wird nach Aufhören mit Kurzschließen die Spannung rasch wieder anwachsen. Im Fall die Zelle in solchem Sinne aufgeladen wird, daß das Zeichen der Aufladung entgegengesetzt der elektromotorischen Kraft ist, so müßte nach darauf erfolgendem Kurzschließen sich schließlich das Zeichen wieder umdrehen. Falls diese Konsequenzen sich bestätigen, darf auf das Vorhandensein des Voltaeffektes geschlossen werden (vgl. § 6 Ende und § 8, wo nach längerem Kurzschließen die Spannung $Zn/Cu' = -0,91$ Volt beträgt).

Die entscheidenden Versuche der früheren Arbeit lieferten aber das Ergebnis, daß die Spannung, wenn nicht immer gleich nach Abkühlen, so doch nach längerem Kurzschließen merklich Null war, und daß während der Messung, wobei der eine Pol isoliert war, die Spannung nicht wieder anwuchs. Die bezüglich des Voltaeffektes gefundenen Ergebnisse bleiben daher bestehen. Die neueren Versuche der §§ 4 und 5 liefern insofern noch eine Ergänzung zu den früheren Ergebnissen, als es durch sie wahrscheinlich gemacht ist, daß man die elektromotorische Kraft auch bei Verwendung von Edelmetallen und auch bei Benutzung von Wasserstoff gleich Null findet, wenn man erst längere Zeit nach Abkühlen beobachtet.

Zum Schluß sei es uns gestattet, Hrn. Geheimrat Warburg für das stete Interesse an der vorliegenden Arbeit sowie seinen fördernden Rat unseren aufrichtigen Dank auszusprechen. Ebenso benützen wir die Gelegenheit, Hrn. Prof. Marckwald für die freundliche Überlassung der Radiotellurpräparate zu danken.

Berlin, Physik. Institut d. Universität. Juli 1905.

(Eingegangen 3. Juli 1905.)

5. *Lichtelektrische Zerstreuung an Isolatoren bei Atmosphärendruck; von R. Reiger.*

(Auszug aus einem Kapitel meiner Erlanger Habilitationsschrift.¹⁾)

Die Zerstreuung einer negativen Ladung²⁾ unter dem Einfluß von ultravioletem Licht wird vielfach als eine Eigenschaft der *Metalle* und *weniger nichtmetallischer Leiter* hingestellt. Es wurde jedoch für *fast alle Körper* eine lichtelektrische Empfindlichkeit nachgewiesen.

Der Nachweis der lichtelektrischen Empfindlichkeit wird nach zwei verschiedenen Methoden geführt, die man nach G. C. Schmidt³⁾ als statische und dynamische bezeichnen kann. Bei der statischen Methode wird entweder die Substanz selbst auf ein hohes negatives Potential geladen oder ein gegenüberstehendes Drahtnetz auf ein hohes positives und die zeitliche Änderung des Elektrometerausschlages mit und ohne Belichtung bestimmt. Diese Versuchsanordnung versagte bei einzelnen Substanzen. Dagegen zeigte sich nach G. C. Schmidt stets eine Zerstreuung bei der sogenannten dynamischen Methode. Die letztere entspricht einer Versuchsanordnung von E. Wiedemann und H. Ebert⁴⁾, die von G. C. Schmidt³⁾ in folgender Weise modifiziert wurde. Zwei parallel geschaltete Funkenstrecken sind mit den Polen einer Influenzmaschine verbunden. Die eine Funkenstrecke *a* besteht aus zwei Metallkugeln, die andere *b* aus einer Metallkugel und der zu untersuchenden Substanz in einem Porzellantiegel. Die Substanz ist mit dem negativen Pol der Influenzmaschine verbunden. Werden die Funkenstrecken so eingestellt, daß gerade der Funken in *a* übergeht und nicht in *b*, so kann die lichtelektrische Empfind-

1) Sitzungsber. d. Phys.-med. Soz. in Erlangen. **37**. p. 1. 1905.

2) Zur Literatur über lichtelektrische Zerstreuung vgl. E. v. Schweidler, *Jahrbuch der Radioaktivität* **1**. p. 358. 1904.

3) G. C. Schmidt, *Wied. Ann.* **64**. p. 708. 1898.

4) E. Wiedemann u. H. Ebert, *Wied. Ann.* **33**. p. 241. 1888.

lichkeit der betreffenden Substanz dadurch nachgewiesen werden, daß beim Belichten die Entladung ausschließlich durch die Funkenstrecke b geht.

Die Empfindlichkeit der letzten Methode erklärt sich aus den Versuchen von H. Kreusler¹⁾, nach denen die lichtelektrische Empfindlichkeit der Metalle in der Nähe des Funkenpotentials stark wächst. Es muß jedoch stets auch mit der statischen Methode bei Verwendung hoher Potentiale gelingen, eine Wirkung zu erzielen, wenn nur die elektrometrische Messung verfeinert und die ultraviolette Lichtquelle verstärkt wird.²⁾

a) Versuchsanordnung.

Zur Messung der lichtelektrischen Ströme diente ein Quadrantenelektrometer nach W. Hallwachs³⁾. Die Versuchsanordnung ist die in Fig. 1 gegebene.

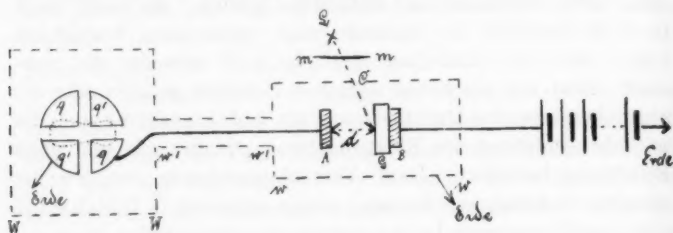


Fig. 1.

AB ist ein kleiner Kondensator. Er bestand aus zwei Messingplatten (Radius $r = 2$ cm) auf Stützen aus Ebonit, die längs einer Holzleiste verschiebbar waren. Auf die Platte B des Kondensators war die Platte G des zu untersuchenden Isolators aufgekittet. Die Platten B und G waren mit dem negativen Pol einer Batterie verbunden, deren positiver Pol geerdet war. Die Platte A war durch einen blanken Kupferdraht mit dem einen Quadrantenpaar qq des Elektrometers verbunden, das andere Quadrantenpaar $q'q'$ war zur Erde ab-

1) H. Kreusler, Ann. d. Phys. 6. p. 398. 1901.

2) In bezug auf die Verwendung des Lichtbogens und der Quecksilberlampe von Heräus zu lichtelektrischen Versuchen sei auf die Arbeit von W. Hallwachs, Physik. Zeitschr. 5. p. 489. 1904 verwiesen.

3) W. Hallwachs, Wied. Ann. 29. p. 1. 1886.

geleitet. Die Nadel war mit dem einen Pol einer Hilfsbatterie verbunden, deren anderer Pol ebenso wie das Gehäuse des Elektrometers zur Erde abgeleitet war. Der Kondensator befand sich in einem Kasten aus Weißblech ww , in dem sich bei C ein Spalt zur Belichtung der Platte G befand. Da das Gehäuse des Elektrometers sich nicht als genügender Schutz gegen elektrostatische Einflüsse erwies, so wurde auch das Elektrometer in einen Kasten WW aus Weißblech gebracht. Die Zuleitung von A nach dem Elektrometer befand sich in einer Messingröhre $w'w'$.¹⁾ WW , ww und $w'w'$ waren geerdet.

Auch qq war für gewöhnlich zur Erde abgeleitet. Die Verbindung zur Erde (Erdkontakt) konnte von dem Orte des Beobachtungsfernrohres aus aufgehoben werden. Vor dem Spalte C befand sich ein zur Erde abgeleitetes Metallblech mm , das ebenfalls vom Orte des Beobachtungsfernrohres aus entfernt werden konnte. Als Lichtquelle diente eine Bogenlampe L .

Die untersuchten Isolatoren waren quadratische Platten von 6 cm Seite. Zur Ladung dieser Platten dienten kreisförmige Stanniolbelege (Radius $r = 2$ cm), die auf der Rückseite mit flüssigem Leim aufgeklebt waren. Ein an den Stanniolbeleg angelöteter Kupferdraht war mit dem Pol der Batterie und der Messingplatte B des Kondensators verbunden. Die Oberfläche des Isolators nahm, wie die später mitgeteilten Versuche zeigen, tatsächlich das Potential des Stanniolbeleges an.

Die Empfindlichkeit des Elektrometers wurde für jede Versuchsreihe am Anfang und Ende festgestellt, sie betrug meist $2,5 \cdot 10^{-3}$ Volt pro Skalenteil. Die Stromstärke wurde in der Regel aus der Ladung in 30 Sekunden nach der Formel

$$i = C \frac{dV}{dt}$$

bestimmt. Die Kapazität C des geladenen Systems wurde durch Ladungsteilung mit einer Kugel von 10 cm Radius bestimmt, wobei die Kapazität des Zuleitungsdrahtes berücksichtigt wurde.

1) Zuerst wurden Glasröhren mit Stanniolbelegungen verwendet. Es traten dabei störende Potentialdifferenzen auf, vermutlich herrührend von $\text{Sn}/\text{H}_2\text{SO}_4$, da der verwendete flüssige Leim schwach sauer reagierte.

Die Messung der schwachen Ströme stellte große Anforderungen an die Isolation von Elektrometer und Kondensator. Eine vollständige Isolation des Systems konnte nicht erzielt werden.¹⁾

b) Die wirksamen Strahlen.

Die wirksamen Strahlen liegen bei den meisten Körpern, von denen lichtelektrische Ströme ausgehen, im Ultraviolett. Auch bei den Isolatoren sind es *vor allem die äußersten ultravioletten Strahlen*, die wirksam sind. Da der lichtelektrische Strom der Intensität der auffallenden ultravioletten Strahlen proportional ist, so gestattet das Verhältnis des Stromes mit und ohne die absorbierende Substanz ein Urteil über die Intensität der durchgegangenen wirksamen Strahlen zu gewinnen.

In Tab. 1 ist für verschiedene absorbierende Medien die Menge der durchgegangenen, für eine Glasplatte wirksamen Strahlen aus den Strömen mit und ohne absorbierende Substanz berechnet und in Prozenten angegeben.

Tabelle 1.

Absorbierende Substanz	Dicke mm	Durchgegangene wirksame Strahlen
Glimmer	0,03	3 Proz.
"	0,26	< 0,5 "
Glas (weiß, gelb und blau) . .	1,9—2,5	< 0,5 "
Flußspat	3,07	15 "
Quarz I.	2,52	75 "
Quarz I.	5,03	60 "
Quarz II	3,83	60 "
Quarz III	3,00	15 "

Auffallend ist der Unterschied zwischen den verschiedenen Quarzplatten, speziell zwischen den beiden mit I bezeichneten Platten und der Platte III. Die starke Absorption der wirksamen Strahlen durch Flußspat dürfte zum größten Teil darauf zurückzuführen sein, daß die verwendete Platte nicht sehr klar war.

1) Wie dieselbe möglichst hoch gesteigert wurde und den übrigen Störungen Rechnung getragen wurde vgl. l. c. p. 7.

Bei den stark absorbierenden Medien Glas und Glimmer betrug der Elektrometeregang ohne Belichtung mehr als 2 Proz. des Elektrometereganges bei Belichtung mit absorbierender Substanz. Dies war speziell der Fall bei Glas und Glimmer von der Dicke 0,26 mm.

Aus Tab. 1 könnte man schließen, daß die ultravioletten Strahlen allein bei Glas wirksam sind. Es scheint mir jedoch wahrscheinlich, daß auch die *sichtbaren Strahlen* eine, wenn auch *sehr geringe Zerstreuung* der negativen Elektrizität hervorbringen. Dafür sprechen einige *Versuche mit einer etwas modifizierten dynamischen Methode*.

An den Enden eines Lecherschen Drahtsystems wurden Kondensatorplatten angebracht. Auf diese kamen elektrodenslose Röhren zu liegen, in denen der Druck einige Millimeter Hg betrug. Die Brücke wurde verschoben, bis im Dunklen gerade keine leuchtende Entladung eintrat. Wurde die Röhre mit einer Glühlampe belichtet oder mit diffusum Sonnenlicht, so trat sofort eine leuchtende Entladung ein.

Die Erscheinung war meist erst nach einigen Vorversuchen zu erhalten. Hat man aber einmal die günstigen Versuchsbedingungen für das Auftreten der Erscheinung hergestellt, so reagiert die Röhre stets auf einen auffallenden Lichtstrahl.

Der Grund dieser Erscheinung dürfte in folgendem zu suchen sein: Unter dem Einfluß des Lichtes werden von dem Glas negative Elektronen, d. h. Kathodenstrahlen ausgesandt. Die Strahlung ist an und für sich schwach, bewirkt aber eine schwache Ionisation der Luft, und dadurch fällt die Spannung, die zur Einleitung einer leuchtenden Entladung nötig ist, und es wird die Entladung schon bei etwas niedrigerem Potential einsetzen. Ist dagegen keine Ionisation vorhanden, so wird keine leuchtende Entladung erzielt, da das eventuell nur wenige Volt höhere Potential, das zur Einleitung einer leuchtenden Entladung nötig wäre, gerade nicht erreicht wird.

An eine direkte Herabsetzung des Kathodenpotentials an sich ist nicht zu denken. Dies zeigen die Versuche von W. C. Baker¹⁾ mit den lichtelektrisch sehr viel empfindlicheren Zn-

1) W. C. Baker, Cambr. Proc. 11. p. 472. 1902; Beibl. 27. p. 84. 1903.

Elektroden. Bei der Bestrahlung der Zn-Elektrode mit ultravioletttem Licht wurde der Potentialabfall an der Kathode nicht herabgesetzt, dagegen sank das Potential, das zum Einsetzen der Entladung nötig war, von 558 auf 510 Volt.

Bei den obigen Versuchen ist noch zu berücksichtigen, daß ultravioletttes Licht, wenigstens die hauptsächlich wirksamen Strahlen großer Brechbarkeit, fast gar nicht mehr vorhanden waren, denn das diffuse Sonnenlicht mußte außer durch die Glaswand der Entladungsröhre auch noch durch ein doppelwandiges Glasfenster gehen. Daß überhaupt noch eine Wirkung vorhanden war, scheint mir darauf zurückzuführen zu sein, daß *die lichtelektrische Empfindlichkeit für Spannungen wie im luft-erfüllten Raume in der Nähe des Funkenpotentials¹⁾, so auch im luftverdünnten Raume in der Nähe des Kathodenfalles wahrscheinlich stark wächst.*

Den definitiven Schluß, daß bei Glas auch die sichtbaren Strahlen eine Zerstreuung hervorbringen, möchte ich aus den obigen Versuchen noch nicht ziehen, denn es könnte immerhin noch möglich sein, daß der lichtelektrische Effekt durch eine Spur von Alkalimetall²⁾ bedingt ist, das durch frühere Entladungen freigemacht wurde, denn bei Alkalimetallen wirken ja besonders die sichtbaren Strahlen.³⁾

c) Unipolarität der Wirkung.

Entspricht die lichtelektrische Zerstreuung Kathodenstrahlen, die von dem belichteten Körper ausgehen, so muß der Charakter der lichtelektrischen Zerstreuung streng unipolar sein, wie dies in der Tat bisher stets gefunden wurde.

In Tab. 2 sind die Ströme mit und ohne Belichtung bei wechselnder Ladung einer Glasplatte gegeben.

1) H. Kreisler, l. c.

2) E. Warburg u. T. Ihmori (Wied. Ann. 27. p. 481. 1886) haben gezeigt, daß die durch Wägung gemessene Wasserhaut, welche sich bei alkalihaltigem Glas oberhalb der Temperatur des Taupunktes bildet, von einer kleinen Quantität freien oder locker gebundenen Alkalie herrührt.

3) J. Elster u. H. Geitel, Wied. Ann. 52. p. 433. 1894.

Tabelle 2.

Pot. der Glasplatte (Volt)	Strom (Amp.)	
	ohne Belichtung	mit Belichtung
+ 1200	$0,12 \cdot 10^{-13}$	$0,21 \cdot 10^{-13}$
- 1200	0,09 „	16,8 „
+ 1200	0,20 „	0,36 „

Die Tabelle zeigt, daß auch bei positiver Ladung der Platte ein etwas größerer Strom bei der Belichtung übergeht als ohne die Belichtung. Es dürfte dies jedoch teils von der Wirkung des ultravioletten Lichtes auf die Luft¹⁾ herrühren, teils dadurch bedingt sein, daß an der Glasplatte diffus reflektiertes Licht auf die Platte *A* des Kondensators fällt, hier negative Elektrizität zerstreut und dadurch einen positiven Elektrometergang bedingt.

d) Lichtelektrische Zerstreuung an Glasplatten.

1. Die lichtelektrische Zerstreuung war für verschiedene Glasplatten verschieden, jedoch für alle untersuchten Glasplatten von derselben Größenordnung.

Tabelle 3.

Glasplatte	Dicke (cm)	Lichtelektr. Strom
1. Fensterglas, stark grünlich	0,35	$4,5 \cdot 10^{-13}$
2. „ schwach grünlich	0,14	10,1 „
3. Weißes Glas	0,12	16,4 „
4. „ „	0,22	13,1 „
5. Spiegelglas	0,63	5,5 „
6. „	0,69	6,5 „
7. Fensterglas mit matter Oberfläche	0,26	16,4 „
8. Farbiges Glas, rot	0,17	12,8 „
9. „ „ gelb-braun	0,22	19,9 „
10. „ „ grün	0,23	12,3 „
11. „ „ blau	0,22	10,3 „
12. „ „ rötlich-violett	0,30	13,1 „

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 1. p. 486. 1900.

In vorstehender Tab. 3 ist der lichtelektrische Strom für $V = -1200$ Volt für verschiedene Glasplatten gegeben. Der Abstand der belichteten Oberfläche von der Kondensatorplatte A war 2 cm. Der Abstand des Flammenbogens betrug 12,5 cm. Der Strom in der Bogenlampe war 4,5 Ampere.

2. Die Intensität des lichtelektrischen Stromes nimmt zu mit dem Potential der Glasplatte in der für die unselbständige Strömung charakteristischen Weise.

Tab. 4 gibt die lichtelektrischen Ströme für einige Glasplatten in ihrer Abhängigkeit vom Potential bei Atmosphärendruck. Der Abstand der Kondensatorplatte A von der Glasplatte G betrug wie oben $d = 2$ cm. Der Abstand der Lichtquelle war 12—13 cm. Die Stromstärke in der Bogenlampe ist mit J bezeichnet.

Bei den mit * versehenen Stromstärken betrug der Elektrometergang ohne Belichtung mehr als 2 Proz. des Elektrometerganges mit Belichtung, und zwar bei 8 Volt 3 Proz., bei 4 Volt 10 Proz. und bei 2 Volt 32 Proz. Bei 0 Volt war kein Unterschied des Elektrometerganges mit und ohne Belichtung zu beobachten.

In Fig. 2 ist die Beziehung zwischen der Intensität des lichtelektrischen Stromes und der Spannung für die Glasplatten Nr. 9 und Nr. 1 gegeben.

Tabelle 4.

Glaspl. Nr. 9 $J = 4,2$. Glaspl. Nr. 1 $J = 5,0$. Glaspl. Nr. 6 $J = 5,0$.

Pot. der Glaspl. (Volt)	Lichtelektr. Strom (Amp. 10^{-13})	Pot. der Glaspl. (Volt)	Lichtelektr. Strom (Amp. 10^{-13})	Pot. der Glaspl. (Volt)	Lichtelektr. Strom (Amp. 10^{-13})
— 2	< 0,01*	— 20	0,4	— 20	0,7
— 4	0,12*	— 40	1,0	— 40	1,6
— 8	0,41*	— 80	1,6	— 80	2,5
— 12	0,75	— 200	3,2	— 200	4,9
— 16	1,0	— 400	4,2	— 400	5,8
— 20	1,3	— 800	5,6	— 800	7,6
— 40	2,5	— 1400	6,6	— 1400	11,1
— 80	4,8	— 2600	8,2	— 2600	12,4
— 200	8,2				
— 400	11,4				
— 800	14,8				
— 1400	16,9				
— 2600	20,6				

Die Kurven zeigen, daß bei Glas die Beziehung zwischen Intensität und Spannung dieselbe ist, wie sie für die lichtelektrischen Ströme bei Metallen zuerst von E. v. Schweidler¹⁾ gefunden wurde. Diese Beziehung stellt, wie sich gezeigt hat, überhaupt den charakteristischen Verlauf²⁾ der Abhängigkeit der Stromstärke von der Spannung für jede unselbständige

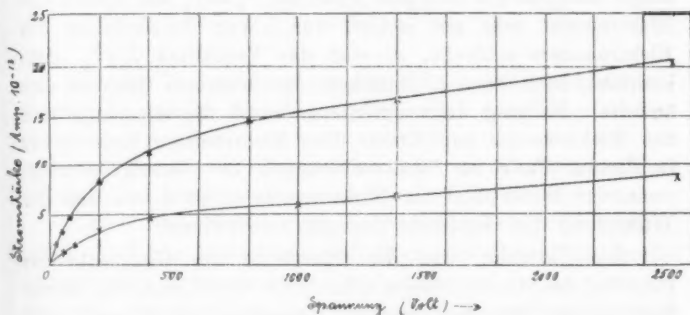


Fig. 2.

Strömung³⁾ dar, d. h. für jede Strömung, bei der die Ionisation durch einen sekundären Ionisator geschaffen wird.

Für kleine elektromotorische Kräfte steigt die Intensität linear an, für die mittleren elektromotorischen Kräfte tritt die charakteristische Kurve des Sättigungsstromes deutlich hervor. Für die höchsten beobachteten elektromotorischen Kräfte zeigt die Kurve jedoch deutlich, daß ein weiteres Steigen der Intensität stattfindet.

- e) Darf das Potential an der Glasoberfläche gleich dem Potential des Stanniolbeleges gesetzt werden?

Wir haben bei den bisherigen Versuchen angenommen, daß die *bestrahlte Glasoberfläche das Potential des Stanniolbeleges besitzt*. Daß die Glasoberfläche dieses Potential annimmt, läßt

1) E. v. Schweidler, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien 108. IIa. p. 273. 1899.

2) J. S. Townsend, Phil. Mag. (6) 1. p. 198. 1901.

3) J. Stark, Ann. d. Phys. 4. p. 402. 1901.

sich leicht zeigen, wenn man durch eine Sonde das Potential an der Glasoberfläche bestimmt. An einen Kupferdraht war ein Stanniolstreifen von $\frac{1}{2}$ mm Breite angelötet. Das äußerste Ende des letzteren wurde an die Vorderfläche der Glasplatte angeklebt, deren hinterer Stanniolbeleg auf ein Potential V_1 geladen wurde. Das mit der Sonde verbundene Elektrometer zeigte nach einiger Zeit das Potential $V_2 = V_1$ an, sobald das Elektrometer sehr gut isoliert war. War die Isolation des Elektrometers schlecht, so war das Verhältnis V_2/V_1 stets konstant, auch wenn V_1 innerhalb der weitesten Grenzen sich änderte. Es ging dann ein Strom durch die Glasplatte und das Elektrometer zur Erde. Das Elektrometer kann daher in diesem Falle zu Sondenmessungen nur benutzt werden, wenn der Widerstand im Elektrometer so groß ist, daß der Widerstand der Glasplatte dagegen verschwindet.

Die Tatsache, daß die Oberfläche der Glasplatte das Potential des Stanniolbeleges schon nach verhältnismäßig kurzer Zeit (einigen Minuten) annimmt, berechtigt jedoch noch nicht zu der Annahme, daß bei dem lichtelektrischen Strome die Glasplatte das Potential des Stanniolbeleges hat, es wird vielmehr, wenn E das Potential des Stanniolbeleges, w der Widerstand der Glasplatte und i die Intensität des lichtelektrischen Stromes ist, das Potential e der Glasplatte gegeben sein durch:

$$e = E - iw.$$

Nur wenn iw klein ist gegen E , sind wir berechtigt $e = E$ zu setzen.

Daß wir in der Tat bei den schwachen lichtelektrischen Strömen $e = E$ setzen können, zeigt der folgende Versuch: Da die lichtelektrische Zerstreuung an Ruß sehr viel größer ist als an Glas, so kann der durch das Ohmsche Gesetz bedingte Spannungsabfall an dem Isolator vernachlässigt werden, wenn die Zerstreuung an einer berußten Glasoberfläche nur wenig von der Zerstreuung an einer berußten Metalloberfläche abweicht. Tab. 5 gibt die Intensität der lichtelektrischen Ströme für eine berußte Aluminium- und Messingplatte und für eine berußte Glasplatte (Nr. 4 in Tab. 3).

Tabelle 5.

Potential der Glasplatte (Volt)	Lichtelektrischer Strom in Amp. 10^{-12} bei beruſtem		
	Glas	Aluminium	Messing
-2	3,0	3,1	—
-4	8,7	9,9	9,5
-8	29,0	28,1	—

Aus den Beobachtungen ergibt sich, daß der *lichtelektrische Strom für beruſte Metall- und Glasplatten bei kleinen elektromotorischen Kräften nahezu denselben Wert* hat. Bei -8 Volt war der Strom bei Glas stärker als bei Aluminium. Dies rührte von Intensitätsschwankungen der Bogenlampe her.

Eine direkte Bestimmung des Widerstandes der Glasplatte¹⁾ ergab, daß der Spannungsabfall längs der Glasplatte für die beobachteten lichtelektrischen Ströme in der Tat so klein ist, daß man berechtigt ist, das Potential der Glasoberfläche gleich dem Potential des Stanniolbeleges zu setzen.

f) Lichtelektrische Zerstreuung an verschiedenen Isolatoren.

Die bisherigen Beobachtungen haben sich auf Glas beschränkt, es findet jedoch *auch an anderen Isolatoren eine lichtelektrische Zerstreuung statt*.

Tab. 6 enthält einige Beobachtungen bei einer Ladung des Stanniolbeleges auf -2400 Volt. Der Strom in der Bogenlampe war 5 Amp.

Tabelle 6.

Isolator	Dicke (mm)	Lichtelektr. Strom Amp. 10^{-12}
Ebonit	1,05	17,8
„	2,94	70,0
„	5,07	33,5
Glimmer	0,6	18,8
Siegellack	2,85	35,2
Wachs	4,7	2,3
Kolophonium	4,75	16,4

1) l. e. p. 15.

Die Platten aus Siegellack, Wachs, Kolophonium und Paraffin wurden durch Gießen der geschmolzenen Substanz auf (erwärmtes) Quecksilber erhalten.

Vergleicht man die Intensität der lichtelektrischen Ströme für die drei Ebonitplatten, so sieht man, daß deren lichtelektrische Empfindlichkeit verschieden, jedoch von derselben Größenordnung ist. Der Widerstand kann nach den Beobachtungen an den Platten verschiedener Dicke für die Intensität der Ströme nicht wesentlich in Betracht kommen.¹⁾

Die lichtelektrischen Ströme bei Paraffin waren äußerst schwach. Bei Verwendung sehr viel größerer Lichtintensität konnten jedoch Ströme von $1 \cdot 10^{-13}$ Amp. erzielt werden. Bei der Intensität der lichtelektrischen Ströme dürfte der Widerstand der Paraffinplatte eine wesentliche Rolle spielen.

Die Versuche haben gezeigt, daß die lichtelektrische Zerstreuung bei den Isolatoren in derselben Weise wie bei den Metallen auftritt. Die Erscheinungen unterscheiden sich für verschiedene Substanzen nur durch die Intensität der Ströme. Die Intensität der lichtelektrischen Ströme wurde für Isolatoren kleiner gefunden als für Kohle (und auch Aluminium).²⁾ Der Unterschied rührt nicht von dem Widerstand der Isolatorplatten her, da der Spannungsabfall längs der Isolatorplatte vernachlässigt werden kann, wenn die Dicke der Isolatorschicht klein ist.

Nach den Versuchen von P. Lenard³⁾ entspricht die Zerstreuung an Metallen Kathodenstrahlen, die von dem Metall ausgehen und in nächster Nähe desselben absorbiert werden. Dasselbe trifft auch für Isolatoren zu, da im Vakuum unter dem Einfluß von ultravioletter Licht von einer negativ geladenen Isolatorplatte ebenfalls Kathodenstrahlen ausgehen.⁴⁾

Erlangen, Physikalisches Institut, Juni 1905.

1) l. c. p. 17.

2) Ein Vergleich mit anderen Metallen wurde nicht durchgeführt, und die Versuche von anderen Beobachtern lassen sich zum Vergleich schwer heranziehen, da die Intensität der ultravioletten Strahlungsquellen bei verschiedenen Beobachtern verschieden war. Es dürfte jedoch die lichtelektrische Empfindlichkeit von Ebonit der Empfindlichkeit einzelner Metalle wenig nachstehen.

3) P. Lenard, Ann. d. Phys. 2. p. 359. 1900.

4) l. c. p. 120 ff.

(Eingegangen 3. Juli 1905.)

6. Über das Verhältniß ϵ/μ bei Kathodenstrahlen verschiedenen Ursprunges; von R. Reiger.

(Auszug aus einem Kapitel meiner Erlanger Habilitationsschrift.¹⁾)

Das Verhältniß der elektrischen Ladung ϵ zur Masse μ wurde entsprechend seiner großen Bedeutung für Kathodenstrahlen ermittelt, die unter den verschiedensten Bedingungen entstehen. Es wurde ϵ/μ bestimmt:

1. für Kathodenstrahlen, die von Kathoden aus verschiedenen Metallen in einer vom elektrischen Strom durchflossenen Entladungsröhre bei tiefen Drucken ausgehen²⁾;
2. für Kathodenstrahlen, die von glühenden Drähten ausgehen³⁾;
3. für Kathodenstrahlen, die von erhitzten Oxyden ausgehen⁴⁾;
4. für Kathodenstrahlen, die unter dem Einfluß von ultravioletttem Licht an einer negativ geladenen Metallplatte ausgelöst werden⁵⁾;
5. für reflektierte Kathodenstrahlen⁶⁾;
6. für Kathodenstrahlen, die durch ein dünnes Metallplättchen hindurchgelassen werden⁷⁾;

1) R. Reiger, Sitzungsber. d. Phys.-med. Soz. in Erlangen 37. p. 118. 1905; vgl. auch Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 7. p. 123. 1905.

2) A. Schuster, Proc. Roy. Soc. 47. p. 526. 1890; Wied. Ann. 65. p. 877. 1898; J. J. Thomson, Phil. Mag. (5) 44. p. 293. 1897; W. Kaufmann, Wied. Ann. 62. p. 596. 1897; 65. p. 431. 1898; W. Wien, Wied. Ann. 65. p. 440. 1898; E. Wiechert, Wied. Ann. 69. p. 739. 1899; W. Seitz, Ann. d. Phys. 6. p. 1. 1901; P. Lenard, Ann. d. Phys. 2. p. 359. 1900; S. Simon, Wied. Ann. 69. p. 589. 1899.

3) J. J. Thomson, Phil. Mag. 48. p. 547. 1899.

4) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. 14. p. 425. 1904.

5) J. J. Thomson, Phil. Mag. 48. p. 547. 1899; P. Lenard, Ann. d. Phys. 2. p. 359. 1900.

6) H. Starke, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 5. p. 14. 1903.

7) P. Lenard, Wied. Ann. 64. p. 279. 1898; H. Starke, l. c.

7. für Kathodenstrahlen, die von radioaktiven Substanzen ausgehen.¹⁾

Sehen wir ab von den radioaktiven Substanzen, so beziehen sich alle diese Versuche auf Kathodenstrahlen, die ihren Ursprung an einem Leiter der Elektrizität nehmen. Dagegen wurde bisher niemals für Kathodenstrahlen, die von einem *Isolator* ausgehen, und für Kathodenstrahlen, die im *Gase* entstehen, das Verhältnis ε/μ bestimmt. Bei dem großen Unterschied in dem elektrischen Verhalten zwischen Leitern einerseits und Isolatoren und Gasen andererseits, erschien es wünschenswert, auch für diese Fälle ε/μ zu bestimmen und zu prüfen, ob auch in diesen Fällen ε/μ denselben Wert hat. Haben die bisherigen Versuche die *Unabhängigkeit von ε/μ von der Art der Entstehung der Kathodenstrahlen* ergeben, so sollen die im folgenden mitgeteilten die *Unabhängigkeit von dem elektrischen Verhalten des emittierenden Körpers* geben.

Als Kathodenstrahlen, die an der Grenzfläche von Isolator und Gas ihren Ursprung nehmen, wurden die *Kathodenstrahlen* gewählt, die *unter dem Einfluß des ultravioletten Lichtes von einer negativ geladenen Isolatorplatte ausgehen*, und zwar dienten zu den Beobachtungen speziell die Strahlen, die von Glasplatten ausgehen.

Die Gase stehen insofern zwischen Leitern und Isolatoren, als sie an und für sich Nichtleiter sind, unter dem Einfluß von Kathodenstrahlen aber zu Leitern der Elektrizität werden. Zur Untersuchung von Kathodenstrahlen, die im Gase selbst entstehen, boten sich zunächst die Kathodenstrahlen, die bei der Verengerung des Querschnittes in der positiven Säule auftreten, und die zuerst von E. Goldstein²⁾ beschrieben wurden. Außer diesen, den Striktionskathodenstrahlen nach der Bezeichnung von E. Wiedemann und G. C. Schmidt³⁾ konnten noch die Kathodenstrahlen an der Anode (Anodenkanalstrahlen) verwandt werden, die in der im dritten Abschnitt angegebenen Weise entstehen.

1) W. Kaufmann, Phys. Zeitschr. 4. p. 54. 1902.

2) E. Goldstein, Wied. Ann. 11. p. 832. 1880.

3) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Wied. Ann. 66. p. 314.

1. Bestimmung von ε/μ für Kathodenstrahlen, die unter dem Einfluß des ultravioletten Lichtes von einer negativ geladenen Glasplatte ausgehen.

Versuche¹⁾ haben gezeigt, daß bei Atmosphärendruck an Isolatoren eine lichtelektrische Zerstreuung ebenso wie an Metallen stattfindet. Geht man zu tieferen Drucken über, so ändert sich bei Isolatoren die Zerstreuung in derselben Weise wie bei Metallen. Die Wirkung nimmt erst zu und dann wieder ab. Bei sehr tiefen Drucken kann ε/μ für die Kathodenstrahlen nach einer von P. Lenard angegebenen Methode²⁾ aus Potentialabfall und magnetischer Ablenkung bestimmt werden. In eine Röhre mit seitlichem Ansatzrohr mit Quarzfenster, wie sie Lenard zu seinen Versuchen verwendet hat, waren die Elektroden U , E , α und β eingekittet. Die Lage der Elektroden gibt Fig. 1.

Die zu bestrahlende Elektrode U war eine Glasplatte von 2 cm Radius. Die Ladung der Platte erfolgte durch einen Stanniolbeleg³⁾, der auf der Rückseite mit einer Schicht von Siegellack umgeben war. Die Zuleitung zu der Elektrode befand sich in einer Glasröhre. Diese war an der Einkittstelle mit einem zur Erde abgeleiteten Messingrohr umhüllt, um einen Strom von U nach der Glaswand des Rohres zu verhindern. Wurde diese Vorsicht nicht gebraucht, so traten Wandladungen auf, die teils durch direkte Ladung, teils durch Influenzwirkung den Elektrometergang störten. Die zur Erde abgeleitete Elektrode E bestand aus einer Messingplatte von 2 cm Radius mit einer 5 mm weiten Öffnung. Die kleinen Messingelektroden α und β konnten abwechselnd mit dem Elektro-

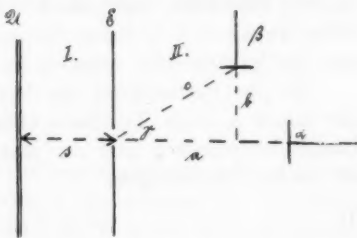


Fig. 1.

1) l. c. p. 4; Ann. d. Phys. 17. p. 935. 1905.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. 2. p. 359. 1900.

3) l. c. p. 7.

meter verbunden werden. Der Teil der Röhre, in dem sich die Elektroden E , α und β befanden, war mit Stanniol umgeben, das zur Erde abgeleitet war. Das Elektrometer befand sich in einem Kasten aus Weißblech, der ebenso wie die Messingröhren, die die Zuleitungsdrähte umgaben, zur Erde abgeleitet war.

Das Magnetfeld wurde durch zwei Magnetisierungsspulen erzeugt.

Der Elektrometerausschlag in β wurde bei verschiedenen Magnetisierungsstromstärken J bestimmt und das Maximum desselben graphisch ermittelt.

Aufstellung der Gleichung für ϵ/μ . — Zur Berechnung des Krümmungsradius mußte der Winkel berücksichtigt werden, unter dem die Strahlen durch die Blende bei E gehen. Bei den Versuchen von P. Lenard war dieser Winkel klein, es konnte daher bei der graphischen Ermittlung des Winkels ein angenähert berechneter Wert von ϵ/μ verwandt werden, wie er sich unter der Annahme ergab, daß der Strahl in dem Magnetfeld vor der Blende keine Ablenkung erfährt. Bei meinen Versuchen war jedoch infolge des stärkeren Magnetfeldes zwischen UE dieser Winkel groß, es wurde daher ϵ/μ aus der im folgenden abgeleiteten Gleichung bestimmt.

Zu der Bestimmung des Verhältnisses der Ladung ϵ zu der Masse μ eines Teilchens eines Kathodenstrahles aus der Elektrodenspannung und der magnetischen Ablenkung dienen die beiden Gleichungen:

$$(1) \quad g^2 = \frac{\epsilon}{\mu} \cdot 2 X,$$

$$(2) \quad r = \frac{g}{\mathfrak{H}} \cdot \frac{\mu}{\epsilon}.$$

Die Gleichung (1) gibt unter der Annahme einer kleinen Anfangsgeschwindigkeit die Endgeschwindigkeit g , die ein Teilchen unter dem Einfluß der beschleunigenden Kraft der Potentialdifferenz X erlangt hat. Die Gleichung (2) gibt den Krümmungsradius r der Bahn der Teilchen im magnetischen Feld von der Stärke \mathfrak{H} .

Eine Beschleunigung erfahren die Teilchen des Kathodenstrahles in unserem Fall nur längs der Strecke UE . Es wird

daher für den Raum II die Geschwindigkeit g_0 konstant sein und wir bekommen die Gleichungen:

$$(1a) \quad g_0^2 = \frac{\varepsilon}{\mu} \cdot 2V,$$

$$(2a) \quad r_0 = \frac{g_0}{\mathfrak{H}_0} \cdot \frac{\mu}{\varepsilon},$$

wenn V die Potentialdifferenz zwischen UE und \mathfrak{H}_0 die Stärke des mittleren Magnetfeldes im Raume II ist. Ist J der Strom der Magnetisierungsspule, so ist $\mathfrak{H}_0 = J \cdot H_0$, wo H_0 die Intensität des Feldes für 1 Amp. ist.

Ist α_0 der Winkel, unter dem die Strahlen durch die Blende bei E gehen, so ergibt sich aus einfachen geometrischen Betrachtungen für den Krümmungsradius:

$$(3) \quad r_0 = \frac{c}{2 \sin(\gamma - \alpha_0)}.$$

Der Winkel α_0 ergibt sich aus Gleichung (1) und (2) unter Berücksichtigung der Werte von X und \mathfrak{H} für Raum I. Durch Kombination von (1a), (2a) und (3) ergibt sich für ε/μ die Gleichung:

$$(4) \quad \sin \left(\gamma - \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{J}{\sqrt{2V}} \sqrt{s} \int_0^s \frac{H dx}{\sqrt{x}} \right) = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{J}{\sqrt{2V}} \frac{H_0 c}{2}.$$

Bestimmt man die Magnetisierungsstromstärke J in der Spule, für die ein maximaler Elektrometergang bei einem Potential V der belichteten Elektrode U erzielt wird, so braucht man nur noch das magnetische Feld in I und II für die Magnetisierungsstromstärke 1 Amp. zu kennen, dann läßt sich aus (4) ε/μ bestimmen, da alle übrigen Größen in der Gleichung durch die Lage der Elektroden UE und β bestimmt sind.

Da die beiden Magnetisierungsspulen sich nicht unmittelbar berührten, so war das Magnetfeld in der Mitte kleiner, als es sich aus der Berechnung aus der Windungszahl ergeben würde. Aus demselben Grunde war auch außerhalb der Spule ein ziemlich starkes Magnetfeld vorhanden. Die Ausmessung des Magnetfeldes wurde mit einer Probespule durchgeführt.

Ist x der Abstand von der Elektrode U , so ergaben sich für H (Magnetisierungsstromstärke 1 Amp.) die in der Tab. 1 angegebenen Werte.

Tabelle 1.

x	0	0,5	1,0	4,0	5,5	6,5	7,5	8,5
H	2,60	3,72	4,46	9,67	11,90	13,36	13,36	13,36

Der Abstand der Blende von der Elektrode U war 4,1 cm, der Abstand des Mittelpunktes der Magnetisierungsspule von der Elektrode U war 7,5 cm. In dem in Fig. 1 mit II bezeichneten Raume ändert sich das Magnetfeld, wie aus Tab. 1 zu ersehen ist, nur wenig, es kann für H_0 daher ein mittlerer Wert $H_0 = 12,5$ Gauss gesetzt werden.

Das Magnetfeld zwischen U und E steigt fast linear an. Wir können daher $H = Ax + B$ setzen. Setzt man $A = 1,79$ und $B = 2,65$, so weichen die beobachteten und berechneten Werte für H nur wenig voneinander ab. Dies zeigt Tab. 2.

Tabelle 2.

x	H beob.	H ber.	Differenz
0	2,60	2,65	-0,05
0,5	3,72	3,55	+0,17
1,0	4,46	4,44	+0,02
4,0	9,67	9,81	-0,14

Die Differenzen zwischen beobachteten und berechneten Werten in Kolumne 4 der Tabelle sind so klein, daß wir für die Auswertung des bestimmten Integrals in Formel (5)

$$H = 1,79x + 2,65$$

setzen können.

Führt man nun in Gleichung (4)

$$y = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \frac{J}{\sqrt{2V}} \cdot 41,78$$

als Variable ein, so läßt sich y leicht graphisch ermitteln und man erhält für ε/μ die einfache Beziehung:

$$(4a) \quad \frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{V}{J^2} 88 \cdot 10^{-6}.$$

Bestimmung von ϵ/μ . — Die Elektrode U bez. der Stanniolbeleg auf der Rückseite von U war mit dem negativen Pol einer Influenzmaschine verbunden, deren positiver Pol zur Erde abgeleitet war. Um ein konstantes Potential der Elektrode U zu erzielen, war U mit den Innenbelegen einer Reihe parallel geschalteter Leidener Flaschen und einem Spitzenkamm verbunden. Dem Spitzenkamm gegenüber stand eine Metallplatte, die ebenso wie die Außenbelege der Leidner Flaschen zur Erde abgeleitet war.

Da die Intensität der Bogenlampe häufig nicht vollkommen konstant war und bei der Bestimmung der Magnetisierungsstromstärke J für den maximalen Elektrometergang eine Zerteilung des Maximums in den meisten Fällen auftrat, wie sie schon von Lenard bei Metallen beobachtet wurde, so war die Bestimmung des Maximums in vielen Fällen etwas unsicher.

Die Tab. 3 gibt für einige Potentiale V die zugehörige Magnetisierungsstromstärke J für den maximalen Elektrometergang und die nach (4a) berechneten Werte von ϵ/μ .

Tabelle 3.

V (Volt)	J	ϵ/μ
8100	2,59	$1,08 \cdot 10^7$
8900	2,65	$1,12 \cdot 10^7$
9500	2,75	$1,11 \cdot 10^7$
10000	2,97	$1,00 \cdot 10^7$

Einige weitere Versuchsreihen zwischen 8000 und 11 000 Volt ergaben Werte von derselben Größenordnung. Es traten jedoch mitunter noch größere Abweichungen zwischen den einzelnen Werten von ϵ/μ auf. Die extremsten Werte bei ca. 30 Beobachtungen lagen zwischen $0,96 \cdot 10^7$ und $1,20 \cdot 10^7$.

Die Übereinstimmung ist unter den obwaltenden Versuchsbedingungen eine überraschend gute, und wir ersehen aus den Werten, daß sie innerhalb des Bereiches der bis jetzt gefundenen Werte liegen.¹⁾

1) Der Mittelwert aus sämtlichen Beobachtungen ist $\epsilon/\mu = 1,06 \cdot 10^7$, weicht also wenig von dem Wert von Lenard ab, der für die Kathodenstrahlen, die unter dem Einfluß des ultravioletten Lichtes von Metallen ausgehen, den Wert $1,16 \cdot 10^7$ gefunden hat.

2. Bestimmung von ε/μ für Striktionskathodenstrahlen.

Potentialmessungen¹⁾ haben gezeigt, daß die Striktionskathodenstrahlen ihre Starrheit nicht einem Potentialabfall an einer bestimmten Stelle verdanken, sondern daß die Kathodenerscheinungen durch den starken Potentialabfall in der engen Röhre bedingt sind. Es kann somit zur Bestimmung des Verhältnisses ε/μ eine Potentialmessung nicht verwandt werden.

Es könnte zunächst scheinen, daß auch die magnetische Ablenkung zu keinem Ziele führen werde. Versuche über die magnetische Ablenkung von Striktionskathodenstrahlen²⁾ haben jedoch gezeigt, daß gewisse Strahlen mittlerer Geschwindigkeit ein Maximum der Intensität in dem abgelenkten Strahlenbündel besitzen. Es kann daher die magnetische Ablenkung zur Bestimmung der Größenordnung des Verhältnisses ε/μ verwendet werden. Nun ändert sich aber der Gradient unter dem Einfluß eines transversalen Magnetfeldes ziemlich stark, daher dürfen nur schwache Magnetfelder benutzt werden, da sonst leicht eine Störung in dem Potentialabfall und in der Geschwindigkeit der Strahlen auftritt. Die magnetische Ablenkung gibt

$$r = \frac{g}{\mathfrak{H}} \cdot \frac{\mu}{\varepsilon}.$$

Zur Elimination von g brauchen wir eine zweite Beziehung und diese kann aus der elektrostatischen Ablenkung gefunden werden. Werden die Kathodenstrahlen durch ein zur Fortpflanzungsrichtung senkrecht stehendes elektrisches Feld \mathfrak{E} , das sie längs der Strecke x durchlaufen, abgelenkt, so ist die Ablenkung:

$$y = \frac{\varepsilon}{\mu} \cdot \frac{\mathfrak{E}}{2} \cdot \frac{x^2}{g^2}.$$

Wegen der Inhomogenität der Strahlen muß die Ablenkung wieder für die Strahlen mittlerer Geschwindigkeit bestimmt werden, und es empfiehlt sich daher, die Stärke des elektrostatischen Feldes nicht zu groß zu wählen.

Zur Bestimmung des Verhältnisses ε/μ aus elektrostatischer und magnetischer Ablenkung diene eine Röhre von der in

1) l. c. p. 39 ff.

2) l. c. p. 81.

Fig. 2 gegebenen Form. Als Kathode wurde ein Aluminiumdraht *K* verwandt. Die Verengerung bestand aus zwei Röhren von je 15 cm Länge und einem Durchmesser von 1,0 bez. 0,1 cm. Als Anode *A* diente eine Zinkplatte mit kreisförmiger Öffnung, durch die die aus der Kapillare austretenden Strahlen

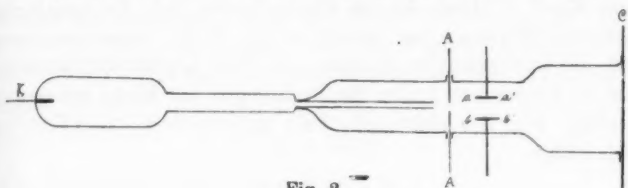


Fig. 2.

hindurchgingen. Die Kapillare war in die Erweiterung des Anodenteiles eingekittet.

Zur magnetischen Ablenkung diente das Feld von zwei Magnetisierungsspulen. Zur elektrostatischen Ablenkung waren hinter der Anode zwei Kondensatorplatten *aa'* und *bb'* eingeführt. Es war $aa' = 4,9$ cm und $ab = 1,6$ cm.

Wollte man Kathodenstrahlen erhalten, deren Verlauf in dem Teil hinter der Anode verfolgt werden konnte, so mußte man die empfindliche Entladungsform¹⁾ wählen und zu sehr tiefen Drucken übergehen. Als Stromquelle diente eine 20 plattige Influenzmaschine.²⁾ Die Strahlen dehnten sich mit abnehmendem Druck immer weiter aus und waren schließlich bis zum Ende der Gefäßwand zu verfolgen. Sie riefen jedoch auf dem Schirm *C* mit Balmainischer Leuchtfarbe kein Leuchten hervor, da sie gegen das Ende der Röhre ziemlich diffus wurden. Nur wenn mitunter eine stark leuchtende Einzelentladung auftrat, dann war ein hell leuchtender Fleck auf dem Schirm zu beobachten. Im rotierenden Spiegel erschien die Entladung vollkommen kontinuierlich, bis auf die zeitweise auftretenden Einzelentladungen. Der Druck, bei dem die Versuche ausgeführt wurden, betrug ungefähr 0,003 mm Hg.

1) l. c. p. 21.

2) Die Influenzmaschine, mit der die Versuche ausgeführt wurden, verdankt Hr. Prof. E. Wiedemann der Liberalität des Elisabeth Thompson-Fund in Boston. Dieselbe wurde mir zu meinen Versuchen in liebenswürdigster Weise überlassen.

Die elektrostatische Ablenkung der Kathodenstrahlen wurde in der Weise ausgeführt, daß die Potentialdifferenz zwischen den Kondensatorplatten so lange gesteigert wurde, bis die Strahlen zum Rand b' der unteren Platte abgelenkt wurden. Wurden die Strahlen dann in entgegengesetzter Richtung bis zum Rand a' abgelenkt, so unterschieden sich die angelegten Potentialdifferenzen nur um sehr wenig. Daher war anzunehmen, daß die unabgelenkten Strahlen das Feld zentral durchsetzten, und es konnte aus beiden Beobachtungen das Mittel genommen werden. Für das elektrische Feld ergab sich $\mathfrak{E} = 27,5$ Volt/cm und mithin

$$(I) \quad \frac{\mu}{s} g^2 = 41,3 \cdot 10^9,$$

wenn wir das absolute elektromagnetische Maßsystem der Berechnung zugrunde legen.

Da aus den oben erwähnten Gründen für die magnetische Ablenkung nur kleine Feldstärken benutzt werden sollten, so wurde die Ablenkung des Kathodenstrahles bei kleinen Magnetisierungsstromstärken an einer Skala bei ab beobachtet und aus den Ablenkungen der Krümmungsradius berechnet. Nun wird allerdings bei den kleinen Ablenkungen ein kleiner Ablesungsfehler einen großen Fehler hervorrufen und die Bestimmung daher ungenau werden, andererseits wird aber der Mittelwert der untereinander abweichenden Beobachtungen immer noch ein richtigeres Resultat geben, als wenn die Potentialverteilung und damit die Starrheit der Strahlen durch das magnetische Feld stark geändert wird.

Die folgende Tab. 4 enthält für drei Magnetisierungsstromstärken den zugehörigen Krümmungsradius, wie er sich als Mittelwert aus mehreren Einzelbeobachtungen ergibt.

Tabelle 4.

J	r	Jr
0,1	37,1	3,71
0,15	23,3	3,50
0,25	14,5	3,63

Wurden die Kathodenstrahlen bis zum unteren Rand von AA abgelenkt, so ergab sich für Jr ein Wert von ca. 3,0.

Da die Kathodenstrahlen durch den Anodenfall bei AA eine Beschleunigung erfahren, die bei der letzten Messung in Wegfall kommt, so erklärt sich, daß der Wert für Jr in diesem Falle kleiner gefunden wurde.

Nehmen wir aus den obigen Messungen für die kleinen Magnetisierungsstromstärken den Mittelwert für Jr , so ergibt sich $Jr = 3,61$, und da das mittlere Magnetfeld bei dem betreffenden Abstand der Magnetisierungsspulen sich zu 15,5 Gauss ergab, so ist:

$$(II) \quad \frac{\mu}{s} g = 55,9.$$

Aus (I) und (II) folgt:

$$\frac{s}{\mu} = 1,32 \cdot 10^7.$$

3. Bestimmung von s/μ für Kathodenstrahlen an der Anode.

A. Skinner¹⁾ hat gezeigt, daß der Anodenfall wächst, wenn ein Metall längere Zeit im Entladungsrohr als Anode gedient hat. Versuche haben mir gezeigt²⁾, daß bei tiefen Drucken der Anodenfall noch weit höhere Werte annehmen kann, als sie von Skinner beobachtet wurden. Dieser hohe Anodenfall muß den negativen Elektrizitätsträgern eine Geschwindigkeit erteilen, die zur Entstehung von Kathodenstrahlen³⁾ Veranlassung gibt. In der Tat treten Kathodenstrahlen auf, wenn wir bei dem hohen Anodenfall den Strahlen Gelegenheit zur freien Entwicklung geben, indem wir die Anode mit einer *Öffnung* versehen, aus der die Strahlen ebenso wie die *Kanalstrahlen* an der Kathode austreten. Wir können diese Strahlen als *Kathodenstrahlen an der Anode oder Anodenkanalstrahlen* bezeichnen.

Zu den folgenden Versuchen diente als Anode eine Aluminiumplatte, an der nach langem Stromdurchgang der anormale Anodenfall auftrat. Das Verhältnis s/μ konnte aus einer

1) C. A. Skinner, Inaug.-Dissert. Berlin 1899; Wied. Ann. 68. p. 752. 1899.

2) l. c. p. 75 ff.

3) Die Ansicht, daß an der Anode Kathodenstrahlen entstehen können, wurde auch von E. Gehrcke ausgesprochen (Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 7. p. 63. 1905).

Potentialmessung und aus der Krümmung der Strahlen im Magnetfeld bestimmt werden (Gleichung (1) und (2), p. 950).

Das Magnetfeld wurde wieder durch zwei Magnetisierungsspulen erzeugt und mit einer Probespule die Stärke desselben bestimmt. Der Krümmungsradius im Magnetfeld wurde in der Weise ermittelt, daß die Kathodenstrahlen zu einem Halbkreis gebogen wurden und der Durchmesser desselben bestimmt wurde. Tab. 5 enthält einige Werte von J und r für einen Versuch, bei dem $X = 105$ Volt war. Der Versuch wurde angestellt bei einem Druck von 0,05 mm Hg und einer Stromstärke $i = 4,75 \cdot 10^{-3}$ Amp.

Tabelle 5.

J	$2r$	Jr
3,9	1,0	1,95
3,0	1,3	1,95
2,5	1,5	1,88

Der Mittelwert ist somit $Jr = 1,93$, und da sich

$$H_0 = 18,3 \text{ Gauss}$$

ergab, so ist

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = 1,68 \cdot 10^7.$$

4. Zusammenfassung.

Tab. 6 enthält die Werte von ε/μ , die in den vorhergehenden Abschnitten erhalten wurden.

Tabelle 6.

Emittierender Körper	Erzeugung der Strahlen	$\frac{\varepsilon}{\mu}$
Isolator (Glas) . . {	Potentialabfall und ultraviolett Licht	} $0,96 \cdot 10^7 - 1,20 \cdot 10^7$
Gas {	Verengung des Querschnittes in der positiven Säule	
Gas {	Anormaler Anodenfall	} $1,32 \cdot 10^7$
		$1,68 \cdot 10^7$

Die gefundenen Werte stimmen der Größenordnung nach unter sich und mit den bisher gefundenen Werten überein, und mehr ließ sich unter den obwaltenden Versuchsbedingungen nicht erzielen.

Es dürfte somit ganz allgemein der Satz gelten:

Überall, wo in der Natur Kathodenstrahlen auftreten, ist die Größenordnung von ϵ/μ dieselbe. Die Bedeutung dieses Satzes liegt darin, daß er den Schluß auf die Einheit des elektrischen Atoms gestattet gegenüber der Vielheit der Atome der Materie.

Ich spreche hier nur von der Größenordnung, da nach den Versuchen von W. Kaufmann¹⁾ für Strahlen großer Geschwindigkeit das Verhältnis ϵ/μ von ihrer Geschwindigkeit abhängig gefunden wurde. Diese Abhängigkeit beeinträchtigt jedoch keineswegs die Allgemeingültigkeit des obigen Satzes.

Erlangen, Physikalisches Institut, Juni 1905.

1) W. Kaufmann, Physik. Zeitschr. 4. p. 54. 1902.

(Eingegangen 3. Juli 1905.)

7. Die Wärmestrahlung der Metalle; von E. Aschkinass.

Die spektrale Verteilung der von einem absolut schwarzen Körper ausgestrahlten Energie läßt sich in Übereinstimmung mit der Erfahrung durch die von Hrn. Planck¹⁾ auf theoretischem Wege abgeleitete Formel

$$(1) \quad E = c_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}$$

darstellen, in welcher E die Intensität der Strahlung von der Wellenlänge λ und der absoluten Temperatur T bedeutet; c_1 und c_2 sind dabei konstante Größen, von denen c_2 den Wert 14600 besitzt, wenn, wie es geschehen soll, 1μ als Maßeinheit der Wellenlänge benutzt wird. Aus der Planckschen Formel ergeben sich ohne weiteres die drei Grundgesetze der schwarzen Strahlung, nämlich, indem wir mit λ_m die Wellenlänge des der Temperatur T entsprechenden Energiemaximums E_m bezeichnen, erstens das Verschiebungsgesetz:

$$(2) \quad \lambda_m T = \text{const.} = \frac{c_2}{4,9651} = 2940,$$

ferner die Beziehung

$$(3) \quad E_m = \text{const.} \cdot T^5$$

und schließlich das Stefan-Boltzmannsche Gesetz der Gesamtstrahlung

$$(4) \quad \int_0^\infty E d\lambda = \text{const.} \cdot T^4.$$

Haben wir es nun mit einem *nicht* schwarzen Körper zu tun, so wird von diesem bei der Wellenlänge λ und der Temperatur T eine Strahlung S ausgesandt, die außer von λ und T auch noch von seinem Reflexionsvermögen abhängt, im übrigen aber von keiner weiteren Größe, sofern wir die Festsetzung treffen — und dies möge im folgenden stets vorausgesetzt werden —, daß die Schichtdicke der emittierenden

1) M. Planck, Ann. d. Phys. 4. p. 558. 1901.

Substanz genügend groß sei, um von den in Betracht kommenden Strahlen keinen merklichen Bruchteil hindurchzulassen. Bezeichnen wir dann mit R das prozentische Reflexionsvermögen des betreffenden Körpers für Strahlen der Wellenlänge λ , so ist nach dem Kirchhoffschen Satze

$$(5) \quad S = \frac{100 - R}{100} E = c_1 \frac{100 - R}{100} \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}.$$

Hierin ist R eine im allgemeinen unregelmäßige Funktion von λ und T ; infolgedessen erscheint es ausgeschlossen, daß für die Strahlung eines nicht schwarzen Körpers *allgemein* gültige Gesetze von der Art der durch Gleichung (2) bis (4) dargestellten Beziehungen bestehen.

Von zuverlässigen Beobachtungen über die Strahlung gewöhnlicher Körper liegt bisher nur ein spärliches Material vor. Am gründlichsten ist die Emission des Platins untersucht worden. Lummer und Kurlbaum bez. Lummer und Pringsheim fanden, daß für dieses Metall innerhalb eines ziemlich weiten Wellenlängen- und Temperaturbereiches, ähnlich wie für den absolut schwarzen Körper, einfache Beziehungen der Größen λ_m , S_m und $\int_0^\infty S d\lambda$ zur absoluten Temperatur zutage treten. Daraus kann man bereits entnehmen, daß die funktionelle Abhängigkeit des Reflexionsvermögens des Platins von λ und T innerhalb jener Gültigkeitsgrenzen eine *einfache* Gestalt besitzen muß.

Im folgenden möge nun gezeigt werden, daß sich aus bereits vorliegenden Kenntnissen Strahlungsgesetze von beschränkter Gültigkeit für alle Metalle ableiten lassen.

Aus den Untersuchungen von Hagen und Rubens¹⁾ hat sich eine einfache Beziehung zwischen der elektrischen Leitungsfähigkeit der Metalle und ihrem Reflexionsvermögen für Strahlen relativ großer Wellenlänge ergeben, eine Gesetzmäßigkeit, zu welcher auch, wie die Herren Drude u. Planck gezeigt haben²⁾,

1) E. Hagen und H. Rubens, Ann. d. Phys. 11. p. 873. 1903.

2) P. Drude, Physik des Äthers p. 574. 1894; Verh. d. Deutschen Physik. Gesellsch. 5. p. 142. 1903; M. Planck, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wiss. zu Berlin 1903. p. 278; vgl. auch E. Cohn, Das elektromagnetische Feld p. 444. 1900.

die Maxwellsche elektromagnetische Theorie des Lichtes führt. Nach den eben genannten Autoren ist nämlich

$$(6) \quad 100 - R = \frac{86,5}{\sqrt{\lambda}} \sqrt{w},$$

worin w den spezifischen Ohmschen Widerstand des betreffenden Metalles bedeutet. Betrachten wir nun die Strahlung S eines solchen Metalles lediglich in dem Gebiete des langwelligen Spektrums, in welchem die Gleichung (6) erfüllt wird, so erhalten wir aus (5) und (6) den Ausdruck

$$S = \frac{0,365}{\sqrt{\lambda}} \sqrt{w} E,$$

also

$$(7) \quad S = c_1 \cdot 0,365 \sqrt{w} \lambda^{-5,5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}.$$

Hierin ist w natürlich noch eine Funktion von T .

Beschränken wir unsere Betrachtung ferner auf so tiefe Temperaturen, daß das Energiemaximum S_m selbst noch innerhalb des Gültigkeitsbereiches der Gleichung (6) fällt, so erhalten wir die spektrale Lage von S_m , indem wir in üblicher Weise $\partial S / \partial \lambda = 0$ setzen, wobei ja die Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur nicht in Frage kommt. Es ergibt sich dann zunächst die transzendente Gleichung

$$e^{\frac{c_2}{\lambda_m T}} \left(1 - \frac{c_2}{5,5 \lambda_m T} \right) = 1.$$

Als Lösung dieser Gleichung findet man

$$\frac{c_2}{\lambda_m T} = 5,4770;$$

folglich ist

$$\lambda_m T = \frac{14600}{5,4770},$$

also

$$(8) \quad \lambda_m T = 2666.$$

Es ergibt sich demnach, daß bei tiefen Temperaturen auch die Metalle ein dem Wienschen analoges Verschiebungsgesetz befolgen, indem das Produkt aus der Wellenlänge des Energiemaximums und der absoluten Temperatur hier gleichfalls eine Konstante darstellt. Während aber der Wert dieser Konstanten für den absolut schwarzen Körper 2940 beträgt,

ist er für die Metalle 2666, so daß bei gleichen Temperaturen das Energiemaximum für die letzteren bei kürzeren Wellen liegt als für den schwarzen Körper. (Das Verhältnis der λ_m für Metalle zu derjenigen für den schwarzen Körper ist gleich 0,91.)

Aus dem Verschiebungsgesetze (8) in Verbindung mit Gleichung (7) folgt nun sofort für die Größe des Energiemaximums S_m :

$$S_m = \frac{c_1 \cdot 0,365 \sqrt{w}}{2666^{5,5} (e^{5,4770} - 1)} T^{5,5},$$

also

$$(9) \quad S_m = c_1 \cdot 2,204 \cdot 10^{-22} \sqrt{w} T^{5,5}.$$

Die Beziehungen (8) und (9) müssen bei genügend langen Wellen (und tiefen Temperaturen) strenge Gültigkeit besitzen.

Wir führen nun noch die weitere Beschränkung ein, daß die Energiemaxima bei so langen Wellen liegen, d. h. die Temperaturen so tief sein mögen, daß diejenige Strahlungsenergie, welche auf die kurzen, schon außerhalb des Gültigkeitsbereiches der Gleichung (6) liegenden, Wellen entfällt — oder doch die Differenz zwischen dieser tatsächlich vorhandenen Energie und der nach Gleichung (7) auch für jene Spektralgebiete berechneten Intensitätswerte — gegenüber der langwelligen Energie vernachlässigt werden kann. In diesem Falle werden wir aus unserer Gleichung (7) einen angenähert richtigen Wert auch für die Gesamtstrahlung erhalten, nämlich

$$\int_0^{\infty} S d\lambda = c_1 \cdot 0,365 \sqrt{w} \int_0^{\infty} \lambda^{-5,5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} d\lambda.$$

Zur Berechnung des Integrals führe man die Substitution

$$\frac{c_2}{\lambda T} = x$$

ein, also

$$d\lambda = - \frac{c_2}{T x^2} dx.$$

Es folgt dann

$$\int_0^{\infty} S d\lambda = \frac{c_1 \cdot 0,365 \sqrt{w} T^{4,5}}{c_1^{4,5}} \int_0^{\infty} \frac{x^{3,5} dx}{e^x - 1}.$$

Bezeichnen wir das Integral auf der rechten Seite mit Z , so erhalten wir durch Reihenentwicklung

$$Z = \int_0^{\infty} x^{3,5} (e^{-x} + e^{-2x} + e^{-3x} + \dots) dx.$$

Hieraus ergibt sich weiter

$$Z = \int_0^{\infty} x^{3,5} e^{-x} dx \left(1 + \frac{1}{2^{4,5}} + \frac{1}{3^{4,5}} + \dots \right),$$

also

$$Z = 1,0547 \int_0^{\infty} x^{3,5} e^{-x} dx.$$

Somit haben wir das obige Integral auf ein Eulersches Integral zweiter Gattung, nämlich auf die Gammafunktion des Argumentes 4,5, zurückgeführt, so daß wir schreiben können

$$Z = 1,0547 \Gamma(4,5).$$

Nach einem bekannten Satze aus der Theorie der Γ -Funktionen ist nun

$$\Gamma(4,5) = \frac{\sqrt{\pi}}{2^7} \frac{\Gamma(8)}{\Gamma(4)} = \frac{\sqrt{\pi}}{2^7} \frac{7!}{3!},$$

folglich

$$Z = 1,0547 \frac{\sqrt{\pi}}{2^7} \frac{7!}{3!} = 12,2680$$

und demnach ergibt sich für die gesuchte Gesamtstrahlung

$$\int_0^{\infty} S d\lambda = \frac{c_1 \cdot 0,365 \sqrt{w} T^{4,5}}{c_2^{4,5}} 12,2680,$$

also

$$(10) \quad \int_0^{\infty} S d\lambda = c_1 \cdot 8,156 \cdot 10^{-19} \sqrt{w} T^{4,5}.$$

Die Gleichungen (8), (9) und (10) enthalten die für alle Metalle bei tiefen Temperaturen gültigen Strahlungsgesetze. Was zunächst das Verschiebungsgesetz (8) anbelangt, so zeigt es eine bemerkenswerte Übereinstimmung mit den Resultaten

der Lummer-Pringsheimschen Untersuchungen¹⁾ über die Energieverteilung im Spektrum des blanken Platins. Diese Messungen erstreckten sich auf ein Temperaturintervall von $802-1845^{\circ}$ abs., wobei die Lage des Energiemaximums von $3,2\mu$ bis $1,4\mu$ wanderte, und ergaben das Verschiebungsgesetz

$$\lambda_m T = \text{const.} = 2630.$$

Der Zahlenwert dieses Produktes variierte innerhalb des angegebenen Beobachtungsbereiches zwischen 2570 und 2690, ohne jedoch einen regelmäßigen Gang mit der Temperatur erkennen zu lassen. Die Übereinstimmung mit unserem theoretisch gefundenen Werte 2666 ist daher als vollkommen zu betrachten. Das Spektralgebiet, auf welches sich jene experimentellen Beobachtungen beziehen, liegt nun aber schon ziemlich weit außerhalb des Bereiches, für das die Voraussetzungen unserer Theorie erfüllt zu sein schienen. Damit die Verschiebung der Energiemaxima streng nach Maßgabe der Gleichung (8) vor sich gehe, ist es ja erforderlich, daß die Absorption $(100 - R)$ umgekehrt proportional der Wurzel aus der Wellenlänge verlaufe.²⁾ Aus den Beobachtungen von Hagen und Rubens³⁾ geht aber hervor, daß diese Bedingung zwischen $1,4$ und $3,2\mu$ auch beim Platin keineswegs erfüllt ist. Allerdings ist zu beachten, daß jene Hagen-Rubensschen Reflexionsmessungen sich sämtlich nur auf Zimmertemperatur beziehen; für die Lage der Energiemaxima kommt es aber darauf an, welche spektrale Verteilung die Reflexion bei der Temperatur des strahlenden Körpers besitzt. Es läßt sich daher wohl die Schlußfolgerung ziehen, daß sich das Reflexionsvermögen im kurzwelligen Teile des ultraroten Spektrums in der Weise mit

1) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verh. d. Deutschen Physik. Gesellsch. zu Berlin 1. p. 215. 1899.

2) Man kann auch rückwärts aus der auf experimentellem Wege von Lummer und Pringsheim gefundenen Beziehung $\lambda_m T = 2630$ den Zusammenhang zwischen $100 - R$ und λ berechnen, indem man von dem Ansatz

$$S = \frac{100 - R}{100} E = f(\lambda) E$$

ausgeht. Man findet dann sehr leicht, daß $f(\lambda)$ — bei konstanter Temperatur — sehr nahe proportional $1/\sqrt{\lambda}$ sein muß, falls $\lambda_m T = 2630$ ist.

3) E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. 8. p. 1. 1902.

der Temperatur ändert, daß das Produkt $(100 - R)\sqrt{\lambda}$ daselbst bei höheren Temperaturen weniger stark mit λ variiert als bei Zimmertemperatur. Freilich kommt aber noch der Umstand hinzu, daß die Lage der Energiemaxima gegen geringe Schwankungen des Reflexionsvermögens überhaupt ziemlich unempfindlich ist.

Die Gleichungen (9) und (10) enthalten noch nicht die vollständigen Beziehungen zwischen maximaler Energie bez. Gesamtstrahlung und Temperatur; denn der spezifische Widerstand w , der in diesen Formeln und auch in Gleichung (7) auftritt, ist ja selbst noch eine Funktion von T .¹⁾ In erster

1) Man kann die oben bezeichneten Formeln offenbar zur Berechnung spezieller Fälle benutzen, wenn die Größe des spezifischen Widerstandes auch für die in Frage kommenden Temperaturen bekannt ist. Hagen und Rubens haben in ihrer schon zitierten Arbeit behufs Richtigstellung älterer, ersichtlich fehlerhafter, Messungen von O. Wiedeburg gelegentlich auch die Gesamtstrahlung einiger Metalle, nämlich von Silber, Platin, Stahl und Manganin, bei 100° C. miteinander verglichen. Für diese Temperatur liegt das Energiemaximum zwischen 7 und 8 μ , d. h. der wesentliche Teil der Gesamtstrahlung in einem Spektralgebiete, in welchem sich die Beziehung

$$100 - R = \frac{0,365}{\sqrt{\lambda}} \sqrt{w}$$

in den meisten Fällen noch einigermaßen erfüllt zeigt. Da die Verfasser in derselben Arbeit auch die spezifischen Widerstände der von ihnen benutzten Metalle und deren Temperaturkoeffizienten mitteilen, so habe ich versucht, die oben für die Gesamtstrahlung abgeleitete Gleichung (10) auf jene Messungsergebnisse anzuwenden. Unter Berücksichtigung des Umstandes, daß bei den Messungen ein Schirm von Zimmertemperatur (18° C.) benutzt wurde, müßten die für die einzelnen Metalle beobachteten Werte gemäß unserer Formel der Größe

$$\sqrt{w_{373^\circ}} 373^{4,5} - \sqrt{w_{291^\circ}} 291^{4,5}$$

proportional sein. Dieser Ausdruck liefert, wenn wir den für Manganin hiernach berechneten Wert gleich 1 setzen, folgende relative Strahlungsintensitäten (vgl. unter „berechnet“). Die zweite Reihe enthält (unter „beobachtet“)

	Silber	Platin	Stahl	Manganin
berechnet	0,23	0,58	0,79	1
beobachtet	0,12	0,58	0,83	1

die entsprechenden von Hagen und Rubens (Ann. d. Phys. 11. p. 888.

Annäherung kann man nun bekanntlich den Temperaturkoeffizienten des Widerstandes der reinen Metalle dem Ausdehnungskoeffizienten der permanenten Gase gleichsetzen, so daß sich ihr spezifischer Widerstand w bei einer beliebigen absoluten Temperatur T zu

$$(11) \quad w = w_0 \frac{T}{273}$$

ergibt, wenn unter w_0 der spezifische Widerstand bei 0°C. verstanden wird.

Streng genommen ist der Temperaturkoeffizient ja allerdings weder für alle Metalle der gleiche, noch auch innerhalb weiter Temperaturintervalle für ein und denselben Leiter konstant. Man darf indessen den Fehler, den man begeht, indem man den Widerstand nach jener angenäherten Beziehung zur absoluten Temperatur berechnet, nicht überschätzen. Die genauesten Beobachtungen über die Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur sind für Platin angestellt worden. So gibt u. a. Holborn¹⁾ eine zweikonstantige Formel an, durch welche sich seine diesbezüglichen Messungen zwischen 0 und 500°C. vorzüglich darstellen lassen. Berechnet man nun den Wert von \sqrt{w} — in allen unseren Strahlungsformeln tritt ja niemals der Widerstand selbst, sondern nur die Wurzel aus w auf — einerseits nach Gleichung (11) und andererseits nach der empirischen Formel von Holborn, so bleiben die Differenzen dieser Wertepaare bis zu der höchsten Temperatur (500°C.), bei welcher Messungen angestellt worden sind, unter-

1903) experimentell ermittelten Werte (wiederum auf die Strahlung von Manganin als Einheit bezogen). Wie man sieht, ist die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung für Platin und Stahl eine vorzügliche, während sich freilich für Silber eine bedeutende Diskrepanz zeigt. Auch die Reflexionsmessungen derselben Autoren lassen erkennen, daß von jenen Metallen sich in der Gegend von $7-8\mu$ das Silber am schlechtesten der Beziehung

$$\frac{(100 - R) \sqrt{\lambda}}{\sqrt{w}} = \text{konst.}$$

fügt. Immerhin wäre aber auch nach den Reflexionsbeobachtungen der Herren Hagen und Rubens ein höherer Wert als $0,12$ für die relative Strahlungsintensität des Silbers zu erwarten gewesen; doch mag wohl den Emissionsmessungen eine größere Sicherheit zukommen.

1) L. Holborn, Ann. d. Phys. 6. p. 242. 1901.

halb 1 Proz. Auch für Temperaturen weit unter 0°C . ergeben sich aus Gleichung (11) für \sqrt{w} Werte, die bis auf wenige Prozente mit den vorliegenden Beobachtungen übereinstimmen. Ähnlich liegen die Verhältnisse auch bei den anderen Metallen, soweit uns für solche schon das erforderliche Beobachtungsmaterial zur Verfügung steht. Wie groß die Fehler bei sehr hohen Temperaturen werden, läßt sich einstweilen nicht übersehen, da diesbezügliche zuverlässige Beobachtungen noch vollständig fehlen. Die Mehrzahl unserer Betrachtungen sollte sich ja aber ohnedies auf mäßige Temperaturen beschränken.

Führen wir nun die Beziehung (11) in unsere Strahlungsformeln ein, so erhalten wir zunächst aus Gleichung (7) für die bei irgend einer Temperatur und Wellenlänge — natürlich wieder innerhalb des beschränkten Geltungsbereiches — von einem Metall emittierte Energie den Ausdruck

$$(12) \quad S = c_1 \cdot 0,0221 \sqrt{w_0} \sqrt{T} \lambda^{-5,5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}.$$

Ferner ergibt sich aus Gleichung (9) für das Energiemaximum

$$(13) \quad S_m = c_1 \cdot 1,334 \cdot 10^{-23} \sqrt{w_0} T^6$$

und aus Gleichung (10) für die Gesamtstrahlung

$$(14) \quad \int_0^{\infty} S d\lambda = c_1 \cdot 4,936 \cdot 10^{-20} \sqrt{w_0} T^5.$$

Bei der Emission der reinen Metalle ist demnach bei relativ niedrigen Temperaturen die *Maximalenergie der sechsten* und die *Gesamtstrahlung der fünften Potenz der absoluten Temperatur* (und beide der Wurzel aus den spezifischen Widerständen der betreffenden Strahlungsquellen) proportional. Das sind nun wieder dieselben Beziehungen, die sich auf empirischem Wege für die Strahlung des Platins bereits früher ergeben haben. Lummer und Kurlbaum¹⁾ fanden nämlich, daß die Gesamtemission dieses Metalles innerhalb des Temperaturintervalles von $700-1800^{\circ}$ abs. mit der fünften Potenz der absoluten Temperatur fortschreitet, und die Versuche von

1) O. Lummer u. F. Kurlbaum, Verh. d. Physik. Gesellsch. zu Berlin 17. p. 106. 1898.

Lummer und Pringsheim¹⁾ führten zu dem Resultate, daß die Energiemaxima des Platins zwischen 800 und 1850° abs. der sechsten Potenz von T proportional seien. Wir begegnen hier also analogen Verhältnissen wie bei dem Verschiebungsgesetze (8), indem wir sehen, daß die für relativ niedrige Temperaturen abgeleiteten Strahlungsgesetze (13) und (14) noch innerhalb recht weiter Temperaturgrenzen — wenigstens bei Platin — erfüllt werden. Es ist nicht unwahrscheinlich, daß dies auch für die meisten anderen reinen Metalle zutreffen wird. Starke Abweichungen dürften dagegen schon für tiefe Temperaturen bei solchen Legierungen zu erwarten sein, die, wie z. B. Manganin, einen außerordentlich kleinen Temperaturkoeffizienten des Widerstandes besitzen. Es kann ferner keinem Zweifel unterliegen, daß bei den hohen Temperaturen der Lummer-Kurlbaum-Pringsheimschen Beobachtungen den Gesetzen (13) und (14) keine absolute Genauigkeit zukommt. Auch den genannten Autoren zufolge handelt es sich hier nur um angenähert gültige Beziehungen.

Wir wollen nun noch die Strahlung des absolut schwarzen Körpers mit derjenigen der Metalle, wie sie sich aus den obigen Entwicklungen ergeben hat, vergleichen. Aus (1) und (12) erhalten wir

$$(15) \quad \frac{E}{S} = \frac{1}{0,0221 \sqrt{w_0}} \frac{\sqrt{\lambda}}{\sqrt{T}}.$$

Die Metalle werden hiernach um so „schwärzer“, je höher ihre Temperatur steigt. Selbstverständlich gilt auch die letzte Gleichung nur bis zu einer gewissen Temperaturgrenze, da ja der Quotient E/S niemals kleiner als 1 werden kann.

Da sich ferner E_m und $\int E d\lambda$ zahlenmäßig aus der Planckschen Formel (1) der Energieverteilung berechnen läßt — es ist nämlich

$$(16) \quad E_m = \frac{1}{2940^5 (e^{4,9051} - 1)} T^5 = c_1 \cdot 3,196 \cdot 10^{-20} T^5$$

und

$$(17) \quad \int_0^\infty E d\lambda = \frac{c_1}{c_2^4} 6,4938 T^4 = c_1 \cdot 1,429 \cdot 10^{-16} T^4 \quad ,$$

1) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verh. d. Deutschen Physik. Gesellsch. zu Berlin 1. p. 215. 1899.

so ergeben sich aus (13) und (14) in Verbindung mit diesen Werten folgende Ausdrücke für die Verhältnisse der Energiemaxima bez. der Gesamtstrahlungen des absolut schwarzen Körpers und eines Metalles:

$$(18) \quad \frac{E_m}{S_m} = \frac{2396}{\sqrt{w_0} T}$$

und

$$(19) \quad \frac{\int_0^\infty E d\lambda}{\int_0^\infty S d\lambda} = \frac{2895}{\sqrt{w_0} T}.$$

Jeder dieser beiden Quotienten ist also der absoluten Temperatur umgekehrt proportional.

Lummer und Kurlbaum haben die Gesamtstrahlung des blanken Platins mit der des schwarzen Körpers bei verschiedenen, relativ hohen, Temperaturen unmittelbar miteinander verglichen. Sie geben in ihrer Mitteilung¹⁾ Zahlenwerte an für die Größen

$$\frac{\varepsilon}{T_2^4 - T_1^4} \quad \text{und} \quad \frac{\sigma}{T_2^4 - T_1^4},$$

wobei T_1 die Temperatur des Bolometers (290° abs.) und T_2 diejenige der Strahlungsquelle, ε die relative Gesamtstrahlung des schwarzen Körpers, σ diejenige des Metalles gegen das Bolometer bedeutet. Man braucht also die zusammengehörigen jener Wertepaare nur durcheinander zu dividieren, um die Größe ε/σ aus den Beobachtungen zu erhalten. Da sich die Größe $\varepsilon/T_2^4 - T_1^4$ im Einklange mit dem Stefan-Boltzmannschen Gesetze bis auf durchschnittlich 1 Proz. als konstant erweist, so habe ich ihren Mittelwert zur Berechnung jener Quotienten benutzt. Die so gewonnenen Zahlen sind in der folgenden Tabelle unter „ ε/σ beob.“ nebst den zugehörigen absoluten Temperaturen zusammengestellt.

Da ich gezeigt hatte, daß die Resultate unserer theoretischen Betrachtungen in mehrfacher Hinsicht auch noch bei hohen Temperaturen mit den Beobachtungen an Platin über-

1) O. Lummer u. F. Kurlbaum, Verh. d. Deutschen Physik. Gesellsch. zu Berlin 17. p. 106. 1898.

einstimmen, so erschien es von Interesse, zu prüfen, inwieweit eine Übereinstimmung etwa auch in quantitativer Beziehung vorhanden wäre. Es wurden daher die Quotienten ε/σ für die Temperaturen der Lummer-Kurlbaumschen Messungen nach unseren oben abgeleiteten Formeln berechnet. Für die höchsten Temperaturen kann man zu diesem Zwecke offenbar die Gleichung (19) selbst benutzen, da man in diesen Fällen die relative Strahlung der absoluten Strahlung gleich setzen darf. Allgemein wird jedoch

$$\frac{\varepsilon}{\sigma} = \frac{\left[\int_0^{\infty} E d\lambda \right]_{T_2} - \left[\int_0^{\infty} E d\lambda \right]_{T_1}}{\left[\int_0^{\infty} S d\lambda \right]_{T_2} - \left[\int_0^{\infty} S d\lambda \right]_{T_1}}$$

zu setzen sein. Daher ergibt sich

$$\frac{\varepsilon}{\sigma} = \frac{2895}{\sqrt{w_0}} \frac{T_2^4 - T_1^4}{T_2^5 - T_1^5}.$$

Setzen wir hierin noch für w_0 den spezifischen Widerstand des reinen Platins — $w_0 = 0,108$ — ein, so wird für dieses Metall

$$\frac{\varepsilon}{\sigma} = 8810 \frac{T_2^4 - T_1^4}{T_2^5 - T_1^5}.$$

Nach dieser Formel sind (für $T_1 = 290$) die in der Tabelle unter „ ε/σ ber.“ verzeichneten Werte berechnet worden.

T_2	$\frac{\varepsilon}{\sigma}$ beob.	$\frac{\varepsilon}{\sigma}$ ber.
492	25,5	16,9
654	16,7	13,2
795	13,4	10,9
1108	9,0	7,9
1481	6,5	5,9
1761	5,6	5,0

Die beiden Zahlenreihen lassen erkennen, daß unsere Theorie zum mindesten der Größenordnung nach den tatsächlichen Verhältnissen in befriedigender Weise gerecht wird. Bei den höchsten Temperaturen ist die Übereinstimmung zwischen

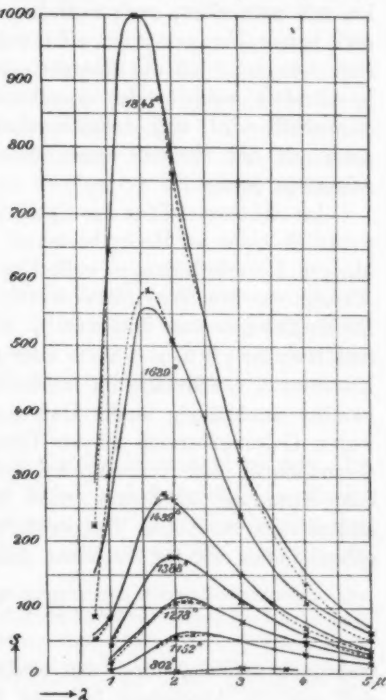
den beobachteten und den berechneten Werten sogar weit besser, als zunächst erwartet werden konnte. Auffällig ist allerdings, daß die Abweichungen gerade bei den tiefsten Temperaturen, insbesondere bei $T_2 = 492$, so groß werden. Dafür läßt sich, falls die Beobachtungen fehlerfrei sind, ein Grund kaum erkennen. Für 492° abs. liegt das Energiemaximum der schwarzen Strahlung bei 6μ . In dieser Gegend zeigt sich beim Platin die Beziehung (6) zwischen Reflexion und Wellenlänge in erster Annäherung noch ziemlich gut erfüllt. Soweit aber hier und zumal bei kürzeren Wellenabweichungen vorhanden sind, liefert die Berechnung nach Gleichung (6) für $100 - R$ (wenigstens bei Zimmertemperatur, für die allein Beobachtungen vorliegen) stets zu kleine Werte.¹⁾ Man dürfte demnach wohl erwarten, daß „ ϵ/σ ber.“ einen etwas zu großen, aber nicht einen zu kleinen Wert bei $T_2 = 492$ ergeben würde. Ebenso ist es nach den früheren Darlegungen ausgeschlossen, daß jene beträchtliche Diskrepanz von der Benutzung der nur angenähert richtigen Beziehung des Widerstandes zur Temperatur herühren könnte. Wäre ferner das bei den Versuchen benutzte Platin nicht rein gewesen, so würde jedenfalls sein spezifischer Widerstand nicht gleich 0,108 sein, sondern einen höheren Wert besitzen. Auch das könnte nur zur Folge haben, daß „ ϵ/σ ber.“ gegenüber den beobachteten Zahlen zu groß ausgefallen wäre. Man könnte schließlich noch daran denken, daß die Oberfläche des strahlenden Platinbleches nicht völlig blank gewesen wäre. Dann hätte die Beobachtung einen zu hohen Wert für σ gegeben, „ ϵ/σ ber.“ würde daher auch in diesem Falle höchstens zu groß erscheinen können. Mag immerhin ein Teil der Differenzen zwischen Rechnung und Beobachtung der Theorie zur Last fallen, so möchte ich es unter diesen Umständen doch nicht für ausgeschlossen halten, daß bei den tiefsten Temperaturen die beobachteten Werte jener Quotienten zu hoch ausgefallen sind, d. h. daß die Platinstrahlung als zu klein gemessen worden ist. Die Emission der blanken Metalle ist ja bei jenen Temperaturen in der Tat außerordentlich gering, und ihre Messung daher sehr leicht Fehlern ausgesetzt. Freilich geht aber die Tendenz solcher

1) Vgl. E. Hagen u. H. Rubens, Ann. d. Phys. 8. p. 1. 1902; 11. p. 873. 1903.

Fehler im allgemeinen gerade dahin, die Strahlungswerte zu groß erscheinen zu lassen.¹⁾

Die Gesetze (13) und (14) für die Maximalenergie und die Gesamtstrahlung, wie auch das Verschiebungsgesetz (8), sind notwendige Konsequenzen der oben abgeleiteten Spektralformel (12). Die spektrale Verteilung der Energie in der Emission des blanken Platins ist von Lummer und Pringsheim für die absoluten Temperaturen 802, 1152, 1278, 1388, 1489, 1689 und 1845° auf

experimentellem Wege festgestellt worden.²⁾ Trotz des Mangels einer für diese Temperaturgrade gültigen theoretischen Grundlage der Gleichung (12) habe ich, ermutigt durch die weitgehende Übereinstimmung der übrigen Rechnungsergebnisse mit den Beobachtungen, auch die Energieverteilung für die Platinstrahlung bei den genannten Temperaturen nach der Formel (12) zahlenmäßig berechnet. Der höchste Energiewert, also das Strahlungsmaximum bei 1845° wurde gleich 1000 gesetzt. Lummer und Pringsheim geben ihre Messungsergebnisse in einem Kurvenblatte wieder. Diesem entnahm ich die von ihnen beobachteten Zahlen und setzte auch hier die Größe des Strahlungsmaximums bei 1845° gleich 1000. Die Resultate der Rechnung und der Lummer-Pringsheimschen Beob-



1) Vgl. auch F. Kurlbaum, Wied. Ann. 67. p. 846. 1899.

2) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellschaft. zu Berlin 1. p. 215. 1899.

achtungen sind in der Figur graphisch dargestellt. Die ausgezogenen Kurven geben die Messungen der genannten Autoren wieder, und die aus Gleichung (12) berechnete Energieverteilung ist, soweit sie nicht mit den Beobachtungen zusammenfällt, durch gestrichelte Kurven bezeichnet. Der größeren Deutlichkeit halber sind die berechneten Werte noch durch Kreuze markiert.

Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung ist, wie man sieht, auch noch bei diesen kleinen Wellenlängen und hohen Temperaturen eine wohlbefriedigende. Es ergibt sich demnach, daß die Energieverteilung des blanken Platins in ziemlich weitgehender Annäherung durch die Formel (12) dargestellt wird, und wahrscheinlich wird sich diese Gleichung auch auf die übrigen reinen Metalle mit ähnlichem Erfolge anwenden lassen.

Im sichtbaren Teile des Spektrums können unsere Formeln natürlich nicht zu Recht bestehen. Denn abgesehen von den übrigen Einschränkungen enthalten sie eine Abhängigkeit des Absorptionsvermögens $100 - R/100$ von der Temperatur. Die Beobachtungen von Zeeman¹⁾, Königsberger²⁾, Holborn und Henning³⁾ u. a. haben aber gezeigt, daß die optischen Konstanten der Metalle im sichtbaren Spektrum von der Temperatur unabhängig sind. Daß sich dessenungeachtet ein so weiter Geltungsbereich unserer Gleichungen ergibt, hat seinen Grund darin, daß einerseits bei tiefen Temperaturen die sichtbare Strahlung überhaupt nicht ins Gewicht fällt, und daß andererseits bei hohen Temperaturen der Fehler, den wir begehen, indem wir für $T = \text{konst.}$ *ausnahmslos* von der Beziehung

$$100 - R = \frac{\text{konst.}}{\sqrt{\lambda}}$$

Gebrauch machen, durch den zweiten Fehler, der darin liegt, daß wir die Absorption in allen Fällen der Größe \sqrt{T} pro-

1) P. Zeeman, Commun. from the labor. of Leiden 1895; Arch. Néerl. 4. p. 314. 1900.

2) J. Königsberger, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. zu Berlin 1. p. 247. 1899.

3) L. Holborn u. F. Henning, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin 1905. p. 311.

portional setzen, zum großen Teile kompensiert wird.¹⁾ Ähnlich würden sich die Dinge im kurzwelligen Bezirke des ultraroten Spektrums gestalten, falls dort die Absorption mit steigender Temperatur langsam zunimmt. Beobachtungen liegen hierüber noch nicht vor. Wir sind erst wieder im Gebiete der langen Wellen über die Abhängigkeit des Absorptionsvermögens von der Temperatur unterrichtet: denn hier ist $100 - R$ streng proportional \sqrt{w} .

Daß die Energieverteilung im Spektrum des blanken Platins ihrem Charakter nach unserer Formel (12) entspricht, läßt sich noch aus einem anderen Umstande erkennen. Solange der Wert des Produktes λT nicht größer ist als ungefähr 3000 (d. h. bei relativ kurzen Wellen) kann man bekanntlich zur Darstellung der schwarzen Strahlung E statt der Planckschen Formel (1) mit gleichem Erfolge die Wiensche Spektralgleichung

$$E = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$$

benutzen. Bei konstanter Wellenlänge läßt sich in diesen Fällen die Abhängigkeit der Strahlung von der Temperatur am besten aus der Funktion $\log E$ erkennen. Für diese letztere ergibt sich aber aus der Wienschen Gleichung

$$\log E = \gamma_1 - \frac{\gamma_2}{T},$$

wenn mit γ_1 und γ_2 konstante Größen bezeichnet werden. In Übereinstimmung mit dieser Relation haben auch die Beobachtungen gezeigt, daß wenn man zur Veranschaulichung der isochromatischen Kurven den Logarithmus der Energie als

1) So ist beispielsweise das prozentische Absorptionsvermögen des Platins, $100 - R$, im sichtbaren Rot bei der Wellenlänge $\lambda = 0,65 \mu$ nach Hagen u. Rubens bei Zimmertemperatur gleich 34, und dieser Wert erweist sich nach den Beobachtungen von Holborn u. Henning auch noch bei einer Temperatur von 1800° abs. als gültig. (Bei 2000° abs. liegt bereits der Schmelzpunkt des Metalles.) Nach der Formel

$$100 - R = \frac{36,5 \sqrt{w_0}}{\sqrt{\lambda}} \sqrt{\frac{T}{273}}$$

erhält man nun für $T = 273^\circ$ (0° C.) den Wert $100 - R = 15$, also eine ganz falsche Zahl, dagegen ergibt sich in derselben Weise für $T = 1800^\circ$ $100 - R = 38$. Dabei ist es offenbar günstig, daß in jener Formel die Absorption nur als der Wurzel aus der Temperatur proportional erscheint.

Funktion der reziproken absoluten Temperatur graphisch darstellt, im Falle des schwarzen Körpers bei kurzen Wellenlängen gerade Linien erhalten werden. Lummer und Pringsheim weisen aber darauf hin, daß die analogen Isochromaten des blanken Platins — $\log S = f(1/T)$ — nicht geradlinig verlaufen, sondern „eine deutliche Krümmung (konvex zur $1/T$ -Achse) zeigen, die nach den höheren Temperaturen hin relativ schnell zunimmt.“¹⁾

Ersetzen wir nun auch in unserer Strahlungsgleichung der Metalle den Planckschen durch den Wienschen Ausdruck, so ändert sich Gleichung (12) in

$$(20) \quad S = c_1 \cdot 0,0221 \sqrt{w_0} \sqrt{T} \lambda^{-5,5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}.$$

In dem Falle $\lambda = \text{konst.}$ ergibt sich hieraus

$$(21) \quad \log S = \delta_1 - \frac{\delta_2}{T} + \frac{1}{2} \log T,$$

worin δ_1 und δ_2 Konstanten darstellen. Diese Gleichung sagt aus, daß die Funktion $\log S$ gegen die $1/T$ -Achse konvex gekrümmt ist, und daß die Krümmung mit steigender Temperatur zunimmt; sie führt also gerade zu demselben Resultate, das sich aus den Beobachtungen am Platin ergeben hatte.

Aus dem zuletzt erwähnten Ergebnisse der Lummer-Pringsheimschen Versuche kann man auch umgekehrt ohne weiteres die Schlußfolgerung ziehen, daß das Reflexionsvermögen des Platins im ersten Teile des ultraroten Spektralgebietes mit steigender Temperatur abnehmen muß.

Den vorstehenden Betrachtungen ist zu entnehmen, daß die Strahlung der Metalle im Sinne der elektromagnetischen Lichttheorie zu einem erheblichen Betrage durch ihr elektrisches Leitvermögen bestimmt wird, und daß die bereits früher für die Emission des Platins auf experimentellem Wege gefundenen Gesetze innerhalb gewisser Grenzen auch für die übrigen reinen Metalle Gültigkeit besitzen müssen.

Charlottenburg, Physik. Inst. d. Techn. Hochschule,
Juli 1905.

1) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. zu Berlin 1. p. 229. 1899.

(Eingegangen 20. Juli 1905.)

8. Über die Reflexion der Kathodenstrahlen an dünnen Metallblättchen.

*Nach Versuchen von S. Williams mitgeteilt
von E. Warburg.*

(Der Berl. Akad. vorgelegt am 27. April 1905.)

§ 1. Von der Stelle, an welcher die Oberfläche eines Körpers von Kathodenstrahlen getroffen wird, gehen nach allen Richtungen hin Kathodenstrahlen aus. Dieses Phänomen, welches als Reflexion der Kathodenstrahlen bezeichnet wird, kann man sich wohl am einfachsten so vorstellen, daß die Elektronen, nachdem sie teils mehr teils weniger tief in den Körper eingedrungen sind, von den Körpermolekülen zurückgeworfen werden.¹⁾ Hr. J. J. Thomson²⁾ nimmt hingegen an, daß der größte Teil der reflektierten Strahlen aus Elektronen gebildet wird, welche durch den Stoß der auffallenden Elektronen aus den Körpermolekülen frei gemacht werden.

Wie dem auch sein mag, so ist es jedenfalls von Interesse, zu untersuchen, wie dick die an der Oberfläche liegende Schicht ist, in welcher der Vorgang der Reflexion sich abspielt. Darüber haben Versuche des Hrn. Williams über die Reflexion der Kathodenstrahlen an dünnen Metallblättchen einigen Aufschluß gegeben, Versuche, über welche hier zu berichten ich mir erlaube.

§ 2. Fig. 1 zeigt den benutzten Apparat. K_I , K_{II} sind zwei gleiche zur Erde abgeleitete Aluminiumkathoden, r_I , r_{II} zwei Reflektoren, die als Anoden dienen, r_I eine dicke Platte, r_{II} ein dünnes Blättchen aus demselben Metall. Die einfallenden Kathodenstrahlen sind, was wichtig ist, senkrecht zur Reflektoroberfläche gerichtet. Die von r_I und r_{II} reflektierten Strahlen passieren je zwei Diaphragmen s_I , s'_I und s_{II} , s'_{II} , 1 mm lang, 6 mm breit, so daß auf dem Fluoreszenzschirm S

1) E. Warburg, Verh. der Deutsch. Physik. Ges. 1904. p. 9.

2) J. J. Thomson, Conduction of electricity through gases p. 509. Cambridge 1903.

zwei helle Flecke f_I , f_{II} entstehen, deren einer von r_I , deren anderer von r_{II} herrührt. Sofern der Apparat um die Achse AA' symmetrisch ist, kann man aus der relativen Helligkeit von f_I und f_{II} die relativen Reflexionskoeffizienten von r_I und r_{II} ermitteln. Hierbei ist vorausgesetzt, daß die Stromstärken, mithin auch die Kathodenstrahlen, in I und II die gleiche

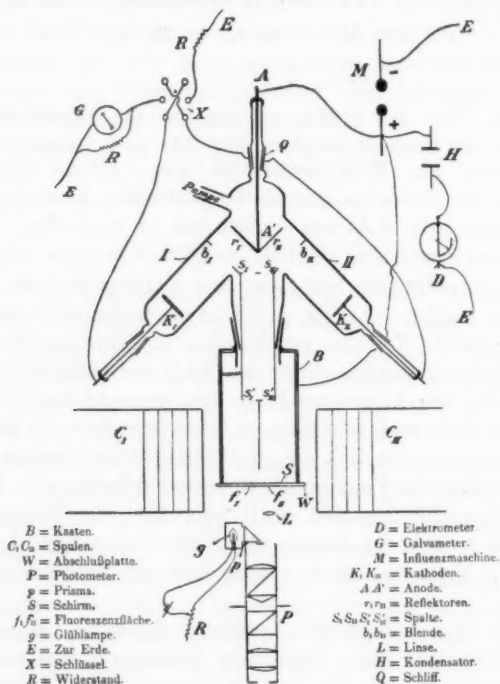


Fig. 1.

Intensität besitzen. Reflektiert nun r_{II} stärker als r_I , so gelangen in II mehr reflektierte Kathodenstrahlen als in I, wodurch vermöge der ionisierenden Wirkung der Strahlen der Strom in II stärker als in I wird. Dies ist z. B. der Fall, wenn r_{II} eine Kupferplatte, r_I eine Aluminiumplatte ist, und wird durch das Galvanometer G erkannt, durch welches man mittels des Schlüssels X sukzessive den von K_I und K_{II} kommen-

den Strom hindurchschickt. Dabei geht der Strom immer gleichzeitig durch I und II über gleiche Widerstände zur Erde.

Die genannte Fehlerquelle wurde praktisch dadurch beseitigt, daß man bei b_1 und b_2 Schirme mit schmalen Spalten einsetzte, so daß die durch s_1 , s_1' und s_{II} , s_{II}' gelangenden Strahlen von den Projektionen der 1 mm langen, 15 mm breiten Spalte in b_1 und b_{II} auf die bezüglichen Reflektoren r_1 und r_{II} herkamen. Dies beeinträchtigte die Helligkeit der Flecke f_1 und f_{II} nicht wesentlich, während der größte Teil der reflektierten Kathodenstrahlen von den Röhren I und II abgehalten war. Man eliminierte jede weitere Unsymmetrie, indem man die Beobachtung nach Umlegung der Reflektoren r_1 und r_{II} um 180° mittels des Schliffes Q wiederholte.

Der gewünschte Grad der Luftverdünnung wurde, nach Vorpumpen mit einer Sprengelpumpe, nach Dewar¹⁾ durch einen Behälter mit Kokosnußkohle in einem Bade von flüssiger Luft leicht und bequem hergestellt.

Zur Erzeugung der auffallenden homogenen Kathodenstrahlen diente eine 20 plattige Töplersche Influenzmaschine.

§ 3. War nun r_1 eine dicke Aluminiumplatte, r_{II} ein $0,53 \mu$ dickes Aluminiumblättchen, so bemerkte bei 20000-Voltstrahlen²⁾ schon das bloße Auge, daß f_1 heller war als f_{II} , daß also das dünne Blättchen weniger als die dicke Platte reflektierte. Da aber homogene Kathodenstrahlen bei der Reflexion unhomogen werden³⁾, so nahm man die photometrischen Messungen an den magnetischen Spektren der reflektierten Strahlen vor. Die Spektren wurden hervorgebracht durch die Wirkung der Magnetisierungsspulen C_1 und C_{II} und waren ungefähr dreimal so lang, wie die 5 mm langen unabgelenkten Flecke f . Die Methode der Messungen war folgende. Die Spektren I und II (Fig. 2) wurden je in drei 5 mm lange Bezirke 1, 2, 3 geteilt und

I.		II.	
3		3	
2		2	
1		1	

Fig. 2.

1. I_1 mit I_2 und I_3 , 2. I_1 mit II_1 , I_2 mit II_2 , I_3 mit II_3 durch

1) J. Dewar, Compt. rend. 139. p. 261. 1904.

2) Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode gleich 20000 Volt.

3) E. Gehrcke, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Berlin. 1901. p. 461.

ein Martenssches Photometer¹⁾ verglichen. Als Vergleichslichtquelle diente im allgemeinen eine Glühlampe; nur bei niedrigeren Potentialen, bei welchen die Kathoden I und II zugleich miteinander betrieben werden konnten, geschahen die Vergleichen unter 2. direkt.

§ 4. Es handelt sich darum, aus diesen Messungen die Stromdichte in den verschiedenen Bezirken der Spektren zu bestimmen, indem die Stromdichte in $I_1 = 1$ gesetzt wird. Bezeichnet man nun durch H, H' die Helligkeiten zweier durch Kathodenstrahlen auf demselben Schirm erzeugten Fluoreszenzflecke, durch i und i' die Stromdichte der beiden Bündel, durch V und V' deren Potentiale, so ist nach Leithäuser für die hier vorkommenden Potentiale

$$\frac{H'}{H} = \frac{i'}{i} \cdot \frac{F(V')}{F(V)},$$

wo die Werte der Funktion F aus den Leithäuserschen Messungen²⁾ zu entnehmen sind. Also

$$(1) \quad \frac{i'}{i} = \frac{H'}{H} \cdot \frac{F(V)}{F(V')}.$$

Die Potentiale der mit gleichen arabischen Ziffern bezeichneten Bezirke in beiden Spektren sind gleich, die mittleren Potentiale verschieden stark abgelenkter Bezirke verhalten sich umgekehrt wie die Quadrate der Ablenkungen. Die Ablenkung eines Bezirkes wurde der Ablenkung seines Mittelpunktes, das Potential der Bezirke I_1 und II_1 — nicht ganz genau — der Potentialdifferenz der Elektroden gleich gesetzt.

Man mache

$$(2) \quad \frac{i_{II,m}}{i_{I,m}} = n_m, \quad \frac{i_{I,m}}{i_{I,1}} = k_m$$

und bezeichne durch J_I und J_{II} die Integralwerte der die beiden Spektren erzeugenden Ströme, welche sich — sofern die mehr als 3 abgelenkten Strahlen zu vernachlässigen sind — wie die Reflexionskoeffizienten r_I und r_{II} verhalten.

1) F. F. Martens, Physik. Zeitschr. 1. p. 299. 1900.

2) G. E. Leithäuser, Ann. d. Phys. 15. p. 296. 1904.

Dann ist, indem der Flächeninhalt der einzelnen Bezirke gleich 1 und die Stromdichte im Bezirk I_1 gleich 1 gesetzt wird,

$$(3) \quad \frac{J_{II}}{J_I} = \frac{r_{II}}{r_I} = \frac{n_1 + n_2 \cdot k_{21} + n_3 \cdot k_{31}}{1 + k_{21} + k_{31}}.$$

Die i werden nach (1), die n und k nach (2) berechnet.

§ 5. Zur Prüfung der Methode wurde die Reflexion von 16500-Voltstrahlen an dicken Platten aus Kupfer (I) und Aluminium (II) verglichen. Die Ergebnisse waren folgende:

Bezirk	1	2	3	
z cm	1,7	2,2	2,7	
V	16500	9850	6550	
$F(V)$	182,6	110,1	56,4	} daraus
H_1	0,601	0,178	0,044	
n	0,518	0,616	0,737	
	$k_{21} = \frac{0,178}{0,601} \cdot \frac{182,6}{110,1} = 0,518$			
	$k_{31} = \frac{0,044}{0,601} \cdot \frac{182,6}{56,4} = 0,237$			
$\frac{J_{II}}{J_I} =$	$\frac{0,518 + 0,616 \cdot 0,518 + 0,737 \cdot 0,237}{1 + 0,518 + 0,237} = \frac{1,006}{1,728} = 0,58$			
	$= \frac{r \text{ Aluminium}}{r \text{ Kupfer}} \quad (\S 4).$			

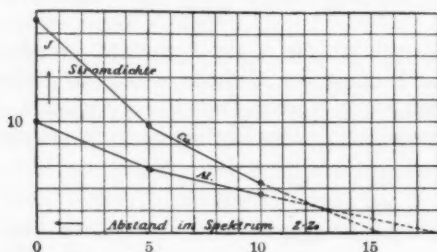
Nach Hrn. Starke¹⁾ ist dieses Verhältnis vom Potential der einfallenden Strahlen unabhängig und gleich $\frac{2}{4,5} = 0,56$, eine befriedigende Übereinstimmung, wenn man bedenkt, daß die Fehler der obigen Messungen auf 6 Proz. zu veranschlagen sind.

Man bemerkt, daß die n -Werte steigen, wenn man zu größeren Ablenkungen fortschreitet; d. h. daß die starke Reflexion des Kupfers besonders die schnelleren, weniger ablenkbaren Strahlen betrifft. Kurve 1 enthält die graphische Darstellung, z_0 ist das z des ersten Bezirkes.

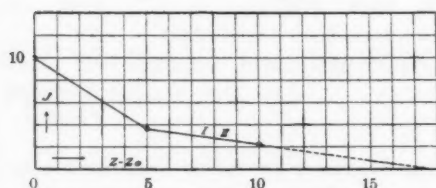
§ 6. Hierunter folgen die Ergebnisse der Versuche mit dünnen Aluminiumblättchen. Der nach Hrn. Starke vom Potential der auffallenden Strahlen unabhängige Reflexionskoeffizient für eine dicke Aluminiumplatte wurde gleich 1 gesetzt. r bedeutet also den Reflexionskoeffizienten des Aluminiumblättchens relativ zu dem einer dicken Aluminiumplatte. V_1 ist das Potential der auffallenden Strahlen. Die graphische

1) H. Starke, Ann. d. Phys. 3. p. 95. 1900; L. Austin u. H. Starke, Verhandl. d. Deutsch. Physik. Gesellsch. 1902. p. 124.

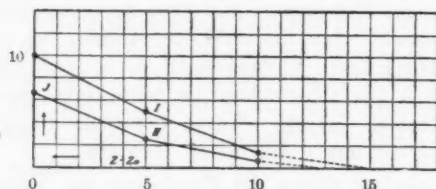
Darstellung ist in den Kurven 2—9 gegeben. Dabei ist die Stromdichte im Bezirk 1 des Reflexionsspektrums einer dicken Aluminiumplatte gleich 10 gesetzt.



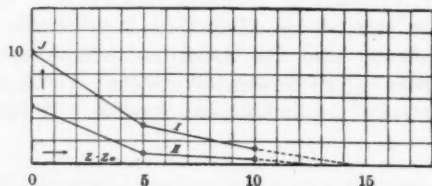
Kurve 1. Entladungspotential 16500 Volt.



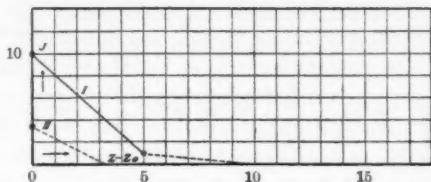
Kurve 2. Entladungspotential 11000 Volt. Blättchendicke = $0,53 \mu$.



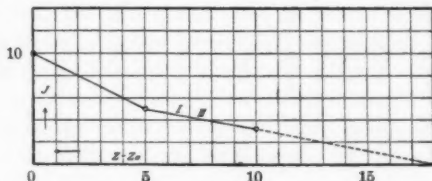
Kurve 3. Entladungspotential 16500 Volt. Blättchendicke = $0,53 \mu$.



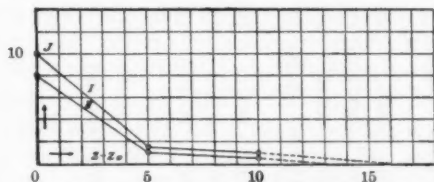
Kurve 4. Entladungspotential 21800 Volt. Blättchendicke = $0,53 \mu$.



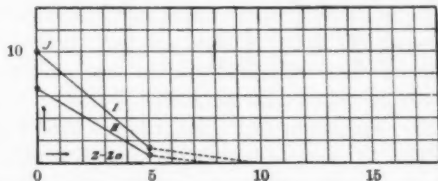
Kurve 5. Entladungspotential 27800 Volt. Blättchendicke = $0,53 \mu$.



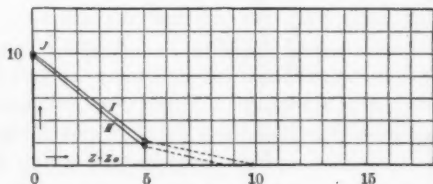
Kurve 6. Entladungspotential 16500 Volt. Blättchendicke = $1,90 \mu$.



Kurve 7. Entladungspotential 21800 Volt. Blättchendicke = $1,90 \mu$.



Kurve 8. Entladungspotential 21800 Volt. Blättchendicke = $2,55 \mu$.



Kurve 9. Entladungspotential 27800 Volt. Blättchendicke = $2,55 \mu$.

Blättchendicke 0,58 μ . $V_1 = 11000$, $r = 0,99$, Kurve 2.

Bezirk	z cm	V	n_m	k_{m1}
1	2,3	11000	1,021	
2	2,8	7400	0,958	0,508
3	3,3	5350	0,949	0,318

Blättchendicke 1,9 μ . $V_1 = 16500$, $r = 0,60$, Kurve 3.

z	V	n_m	k_{m1}
1	2	16500	0,656
2	2,5	10800	0,517
3	3	7350	0,451

 $V_1 = 16500$, $r = 1$, Kurve 6.

z	V	n_m	k_{m1}
2,1	16500	1,023	
2,6	10800	0,978	0,358
3,1	7600	0,934	0,214

Blättchendicke 2,44 μ . $V_1 = 21800$, $r = 1$.

z	V	n_m	k_{m1}
1	1,8	21800	0,518
2	2,3	13400	0,274
3	2,8	9000	0,216

 $V_1 = 21800$, $r = 0,77$, Kurve 7.

z	V	n_m	k_{m1}
1,8	21800	0,796	
2,3	13400	0,710	0,151
2,8	9000	0,555	0,099

 $V_1 = 27800$, $r = 0,30$, Kurve 5.

z	V	n_m	k_{m1}
1	1,5	27800	0,329
2	2,0	15600	—
3	—	—	—

 $V_1 = 27800$, $r = 0,65$, Kurve 8.

z	V	n_m	k_{m1}
1,5	27800	0,671	
2,0	15600	0,510	0,125
—	—	—	—

 $V_1 = 27800$, $r = 0,91$, Kurve 9.

z	V	n_m	k_{m1}
1,5	27800	0,947	
2,0	15600	0,756	0,222
—	—	—	—

§ 7. Es wurde noch die Reflexion eines Kupferblättchens (unechtes Blattgold) von der Dicke $0,66 \mu$ mit der Reflexion einer dicken Kupferplatte verglichen. Selbst bei dem Potential 27800 Volt der auffallenden Strahlen konnte kein Unterschied der Helligkeit in den beiden Spektren bemerkt werden.

§ 8. Aus diesen Messungen kann man folgende Schlüsse ziehen:

1. Die Reflexion der Kathodenstrahlen erfolgt an einem dünnen Metallblättchen ebenso wie an einer dicken Platte aus demselben Metall, solange die Geschwindigkeit bez. das Potential der auffallenden Strahlen kleiner ist als ein gewisser Wert, welcher der kritische Potentialwert heißen mag. Überschreitet das Potential der auffallenden Strahlen den kritischen Wert, so nimmt die Reflexion ab, und zwar tritt diese Abnahme im Spektrum der reflektierten Strahlen zuerst bei den mehr abgelenkten Strahlen auf und schreitet bei wachsendem Potential der auffallenden Strahlen zu den weniger abgelenkten im reflektierten Bündel fort. Der kritische Potentialwert hängt ab von der Dicke und von der Natur des Blättchens und beträgt bei Aluminium für Blättchendicken von $0,53 \mu$, $1,9 \mu$, $2,44 \mu$ bez. 11000, 16500, 21800 Volt. Für ein Kupferblättchen von der Dicke $0,66 \mu$ ist der kritische Potentialwert größer als 27800 Volt.

2. Sofern eine möglicherweise vorhandene Verschiedenheit in der Beschaffenheit des Metalles an der Oberfläche und im Innern auf diese Phänomene ohne Einfluß ist, geht aus dem Gesagten hervor, daß die Dicke der an der Oberfläche liegenden Schicht, in welcher die Reflexion sich abspielt, bei Aluminium für 11000-Voltstrahlen $0,53 \mu$, für 16500-Voltstrahlen $1,9 \mu$, für 21800-Voltstrahlen $2,44 \mu$ beträgt. Viel dünner ist diese Schicht bei dem dichteren Kupfer, bei welchem sie für 27800-Voltstrahlen dünner als $0,66 \mu$ ist.

Diese Ergebnisse entsprechen im allgemeinen den Vorstellungen, welche ich mir von der Bewegung der Elektronen in wägbaren Körpern l. c. gebildet habe. Im einzelnen aber und besonders in quantitativer Beziehung zeigt sich schlechte Übereinstimmung mit den l. c. gegebenen, auf das Verhalten der durchgehenden Strahlen gegründeten Berechnungen, worauf hier nicht näher eingegangen werden soll.

(Eingegangen 28. Juli 1905.)

9. *Ein Beitrag zur Bestimmung des kritischen Punktes des Wasserstoffs;* *von K. Olszewski.*

(Aus dem „Bulletin International de l'Academie des Sciences de Cracovie“. Juli 1905.)

Im Jahre 1891 habe ich eine Methode beschrieben¹⁾, mittels welcher es möglich war, den kritischen Druck des Wasserstoffs zu bestimmen; im Jahre 1895, also drei Jahre vor der Verflüssigung des Wasserstoffs durch Dewar, habe ich dieselbe Methode, die ich die Expansionsmethode nannte, auch für die Bestimmung der kritischen und der Siedetemperatur des Wasserstoffs²⁾ angewendet. Diese Methode der Bestimmung des kritischen Punktes von Gasen wurde von E. Mathias im Jahre 1904 in seinem Werke „*Le point critique des corps purs*“ beschrieben; da in den geschichtlichen Teil ein gewisser Fehler eingeschlichen ist, erlaube ich mir, denselben an dieser Stelle richtigzustellen. p. 107 befindet sich unter Hinweis auf eine Litteraturangabe bei Dewar der folgende Passus: „*Cette méthode qu'on peut appeller „méthode de la détente“ a été employée par Wróblewski dès 1883 (Cité par J. Dewar, Weekly evening meeting, Friday, January 20, 1899, Royal Institution) et a été reprise par K. Olszewski en 1895 dans le but de déterminer la température et la pression critiques de l'hydrogène.*“ Der obige Absatz benötigt insofern eine Richtigstellung, als Cailletet der erste war, der die Entspannung als Hilfsmittel zwecks Verflüssigung der Gase noch 1877 angewendet hat. Im Jahre 1883 wurde dieses Verfahren von mir und von Wróblewski gleichzeitig und unabhängig voneinander aufgenommen, um Wasserstoff unter Zuhilfenahme von flüssigem Sauerstoff als Kältemittel zu verflüssigen. Die

1) K. Olszewski, Rozpr. Akad. 23. p. 385. 1891; Phil. Mag. (5) 39. p. 199. 1895.

2) K. Olszewski, Rozpr. Akad. 29. p. 404. 1895; Wied. Ann. 56. p. 133. 1895; Phil. Mag. (5) 40. p. 202. 1895.

Resultate dieser Versuche wurden in den Sitzungsberichten der Akademie der Wissenschaften in Krakau sowie in den Comptes Rendus der Pariser Akademie im Jahre 1884 veröffentlicht. Von der Anwendung der Expansionsmethode behufs Bestimmung des kritischen Punktes irgend welchen Gases befindet sich in der Literatur keine Erwähnung vor 1891 bez. 1895, wo ich die eingangs angeführten Arbeiten veröffentlichte und zum erstenmal an der Hand der Versuche mit Wasserstoff, Sauerstoff und Äthylen zeigte, daß bei der Entspannung eines Gases vom hohen Drucke die Spuren der Verflüssigung in Gestalt eines Nebels in dem Momente auftreten, in welchem der Druck bis auf seinen kritischen Wert sinkt.

Wróblewski hat öfters bei seinen Versuchen behufs Messung niedriger Temperaturen sich eines Thermoelements Kupfer-Neusilber bedient und er behauptete, daß ein solches bessere Resultate ergibt, als ein Wasserstoffthermometer, dessen ich mich stets bediente; er nahm an, daß der Ausdehnungskoeffizient des Wasserstoffs in der Nähe von -200° beträchtlich zunimmt, und daß ein Wasserstoffthermometer bei solchen Messungen unbrauchbar wird. Doch haben die Versuche von mir¹⁾, von Dewar²⁾, Travers³⁾ und anderen ergeben, daß eine solche Annahme gänzlich einer Begründung entbehrt, da sich im Gegenteil ein Wasserstoffthermometer zur Messung der niedrigsten Temperaturen sehr gut eignet und in dieser Hinsicht nur vom Heliumthermometer übertroffen wird, welches zuerst von mir angewendet und empfohlen wurde.⁴⁾ Wróblewski versuchte mittels eines Thermoelements auch die Temperatur des Wasserstoffs im Augenblicke der Entspannung bis auf 1 Atm. zu messen, wobei er als Siedetemperatur des Wasserstoffs -223° erhielt⁵⁾, was um $29,5^{\circ}$ höher ist, als die von Dewar sowie von Travers und Jaquerod gefundene Temperatur. Dieser bedeutende Unterschied beweist, daß sich ent-

1) K. Olszewski, Wied. Ann. 31. p. 70. 1887; 59. p. 191. 1896.

2) J. Dewar, Ann. Chim. Phys. 23. p. 423. 1901.

3) M. W. Travers, Phil. Trans. 200 A. p. 152. 1902.

4) K. Olszewski, Bull. Intern. Acad. Crac. 1896; Wied. Ann. 59. p. 191. 1896.

5) S. Wróblewski, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien 97. IIa. p. 1379. 1888.

weder bei Wróblewskis Versuchen der Wasserstoff gar nicht verflüssigte, oder aber, daß sich das von ihm angewendete Thermoelement zu solchen Messungen nicht eignet.

Die kritische Temperatur des Wasserstoffs.

Die von mir 1895 in Anwendung gebrachte Methode zur Bestimmung der kritischen Temperatur des Wasserstoffs beruhte auf der Messung des elektrischen Widerstandes eines Platindrahtes im Augenblicke der adiabatischen Entspannung des Wasserstoffs vom hohen Drucke bis auf den kritischen (20 Atm.) bez. bis auf den atmosphärischen Druck. Als Versuchsergebnis wurden folgende Zahlen gefunden:

Kritischer Druck (bei welchem der Nebel erschien)	20 Atm.
Kritische Temperatur	-234,5°
Siedetemperatur	-243,5°

Das bei diesen Versuchen angewendete Widerstandsthermometer wurde mit dem Wasserstoffthermometer bei den Temperaturen 0°, - 78,2°, - 182,5° und - 208,5° verglichen, wobei es sich herausstellte, daß die Widerstandsänderungen den Temperaturänderungen nicht proportional sind, sondern daß der Widerstand etwas schneller abnimmt. Da jedoch die Krümmung der Kurve, welche die Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur darstellt, nur unbedeutend war, habe ich angenommen, daß der Fehler, durch die Extrapolation der Temperaturen unterhalb - 208,5° verursacht, nicht allzu groß sein wird. Versuche, welche einige Jahre darauf zuerst von Dewar, dann von Travers und Jaquerod sowie auch von mir ausgeführt wurden, haben diese Annahme nicht gerechtfertigt, und dieses kann als weiterer Beweis dienen, daß alle durch eine Extrapolation erhaltenen Messungen als eine mehr oder weniger kühne Hypothese anzusehen sind. Nach den Bestimmungen von Dewar, sowie nach den äußerst genauen Messungen von Travers und Jaquerod, kann als abgerundeter Wert für die Siedetemperatur des Wasserstoffs - 252,5° angenommen werden. Die von mir 1902 mittels eines Heliumthermometers mit konstantem Volum (Thermometergefäß von kleinem Fassungsraum) ausgeführten Temperaturbestimmungen, wenn sie auch, was die Präzision anbelangt,

den Messungen von Travers und Jaquerod nicht gleich kamen, ergaben jedoch für die Siedetemperatur des Wasserstoffs einen dem obigen angenäherten Wert, und unterscheiden sich von ihm bloß um wenige zehntel Grade (sie sind höher).

Der Unterschied zwischen meinen früher angestellten Siedetemperaturbestimmungen und den neueren ist bedeutend, da er 9° beträgt. Zur Rechtfertigung möge der Umstand dienen, daß es auch Dewar nicht besser gegangen ist, als er drei Jahre darauf dieselbe Temperatur mittels eines Platinwiderstandsthermometers maß, obwohl ihm eine genügende Menge (50 cm^3) des flüssigen Wasserstoffs zu Gebote stand. Bei seinen ersten Versuchen¹⁾ erhielt er -238° , bei den folgenden $-243,6^{\circ 2)}$ als Siedetemperatur.

Die erste Zahl ist um $14,5^{\circ}$ höher als $-252,5^{\circ}$, die zweite um beinahe 9° ; die letzte ist also beinahe identisch mit der von mir 1895 bestimmten.

Es ist noch zu bemerken, daß diese Differenz von 9° in meinen Versuchen ausschließlich der Extrapolation zuzuschreiben ist, denn die Widerstandsmessungen des Platinthermometers haben sich als ganz richtig erwiesen, obwohl sie unter schwierigen Umständen ausgeführt wurden, d. i. im Momente der Entspannung des Wasserstoffs. In Prozenten ausgedrückt änderte sich der Widerstand des Thermometers von 100 Ohm bei 0° auf 35,9 Ohm in der Siedetemperatur des Wasserstoffs.

Nachdem ich 1902 Apparate verfertigt habe³⁾, die mir erlaubten, einige hundert Kubikzentimeter flüssigen Wasserstoffs ohne Schwierigkeit darzustellen, wiederholte ich die obige Widerstandsmessung in der Temperatur des siedenden Wasserstoffs, wobei ich Zahlen erhielt, welche mit den früheren ganz übereinstimmend waren, d. i. es ergab sich eine Widerstandsabnahme um 64,1 Proz. Diese Übereinstimmung beweist unzweideutig, daß sich bei meinen Versuchen von 1895 der Wasserstoff in einer Menge verflüssigte, welche ausreichend war, um das Platinwiderstandsthermometer bis auf die Siede-

1) J. Dewar, Proc. Chem. Soc. p. 146. 1898.

2) J. Dewar, Chem. News 84. p. 50. 1901.

3) K. Olszewski, Bull. Acad. Cracovie, Mai 1903, Ann. d. Phys. 12. p. 196. 1903.

temperatur jenes Gases abzukühlen, die, wie wir es jetzt wissen, — 252,5° beträgt.

Diese Übereinstimmung erlaubt auch, meine früheren Bestimmungen der kritischen Temperatur des Wasserstoffs zu korrigieren, indem dieselbe statt durch Extrapolation durch Interpolation ermittelt werden kann. Die ergänzte Kalibrierung des Platinthermometers läßt sich nunmehr auf diese Weise darstellen:

Temperatur (Wasserstoffskala)	Widerstand
0°	100 Ohm
— 78,2	80 „
— 182,5	52,3 „
— 208,5	45,3 „
— 252,5	35,9 „ ¹⁾

Einem Grade der Wasserstoffskala entspricht also im Intervall — 208,5 bis — 252,5° ... 0,2136 Ohm.

Im Augenblicke der Entspannung des Wasserstoffs bis zum kritischen Drucke betrug der Widerstand des Thermometers 38,3 Ohm. Berechnet man mittels Interpolation die diesem Widerstande entsprechende Temperatur, dann erhält man — 240,8°, was als die korrigierte kritische Temperatur des Wasserstoffs anzusehen ist. Soviel mir bekannt ist, ist dieses der bisher einzige experimentell gefundene Wert für diese Konstante.

Auf Grund des Gesetzes von der thermodynamischen Übereinstimmung hat Witkowski die Temperatur der Inversion der Joule-Kelvinschen Erscheinung für Wasserstoff, mit Hilfe der Daten für Luft und für die kritische Temperatur von Wasserstoff gleich — 234°, zu — 46° berechnet.²⁾ Nimmt man nun als Basis der Berechnung die korrigierte kritische Temperatur — 241°, dann erhält man die Inversionstemperatur

1) Der bei diesen Bestimmungen benutzte Platindraht wurde als aus chemisch reinem Platin erzeugt angeschafft; doch sein Verhalten, was den elektrischen Widerstand anlangt, deutet darauf hin, daß dieses nicht der Fall war. Zwei von der Firma Heraeus im Jahre 1903 bezogene Drahtproben aus chemisch reinem Platin weisen ein ganz anderes Verhalten auf; in Prozenten ausgedrückt sinkt nämlich der Widerstand von 100 Ohm bei 0° auf 2 bez. 2,55 Ohm bei — 252,5°.

2) A. Witkowski, Rozpr. Akad. 35. p. 261. 1898.

— 87° , was nicht viel von — $80,5^{\circ}$ entfernt ist, d. i. von der von mir experimentell gefundenen Zahl.¹⁾

Neubestimmung des kritischen Druckes des Wasserstoffs.

In der eingangs angeführten Arbeit von 1891 habe ich mittels der Expansionsmethode den kritischen Druck des Wasserstoffs zu 20 Atm. gefunden. 1902 habe ich eine Reihe von Versuchen ausgeführt, um diesen Druck mittels einer Methode zu bestimmen, welche auf dem Erscheinen und Verschwinden des Meniskus des flüssigen Wasserstoffs beruht. Da diese Versuche bisher nicht veröffentlicht wurden, mit Ausnahme einer kurzen Mitteilung in der deutschen Ausgabe des bekannten Werkes von Travers²⁾, führe ich hier die damals erhaltenen Resultate in der Kürze an.

Wasserstoff wurde im Glasrohre eines Cailletetschen Apparates einem Drucke von 12 Atm. unterworfen, unter gleichzeitiger Abkühlung mittels flüssigen Wasserstoffs, welcher sich in einem unversilberten Vakuumgefäß befand. Nach Verflüssigung des Wasserstoffs in der Glasröhre bis zu einer Höhe von 2—3 cm wurde das Vakuumgefäß mit flüssigem Wasserstoff gesenkt, so daß die untere Spitze des Röhrchens die Oberfläche des flüssigen Wasserstoffs kaum noch berührte, und der Druck durch Zudrehen der Schraube des Kompressionsapparates so lange erhöht, bis der Meniskus im Inneren des Röhrchens ganz verschwand. Darauf wurde durch allmähliches Zurückdrehen der Schraube der Druck bis zum Wiedererscheinen des Meniskus des flüssigen Wasserstoffs erniedrigt. Diese Versuche wurden etwa 20 mal wiederholt, und es wurde jedesmal an einem Metallmanometer der Druck abgelesen, bei welchem der Meniskus verschwand, sowie der Druck, bei welchem er wieder erschien; die abgelesenen Drucke wurden darauf durch Vergleichen des Metallmanometers mit einem Luftmanometer korrigiert. Folgende Zahlen sind als Mittelwerte aus mehreren Ablesungen zu betrachten:

Druck des Verschwindens	} des Meniskus	15 Atm.
Druck des Erscheinens		13,4 „

1) K. Olszewski, Rozpr. Akad. 41. p. 474. 1901; Bull. Intern. Acad. Cracovie 1901; Ann. d. Phys. 7. p. 818. 1902.

2) M. W. Travers, Experimentelle Untersuchung von Gasen. Braunschweig 1905. p. 263.

Nach den obigen Versuchen liegt der kritische Druck des Wasserstoffs in den Grenzen von 13,4 bis 15 Atm., je nachdem man bei dessen Bestimmung das Erscheinen oder das Verschwinden des Meniskus berücksichtigt.

Bei der Ausführung dieser Versuche trachtete ich den Grund des Unterschiedes von 5 Atm. aufzusuchen, welcher zwischen meinen früheren und den neueren Bestimmungen besteht, und ich überzeugte mich, daß ein Unterschied von 3 Atm. durch die Ungenauigkeit des früher benutzten Metallmanometers verursacht worden ist; die übrigbleibenden 2 Atm. sind wahrscheinlich der Ungenauigkeit der Messungen während der plötzlichen Entspannung zuzuschreiben, verursacht durch die elastische Nachwirkung der Federröhre des Metallmanometers. Es ist dabei zu bemerken, daß diese Korrektur des kritischen Druckes keinen Einfluß auf die Bestimmung der oben angegebenen kritischen Temperatur des Wasserstoffs ($-240,8^{\circ}$) hat, da diese Messungen bei einem Drucke ausgeführt wurden, bei welchem der für den kritischen Druck charakteristische Nebel auftrat.

Im Jahre 1895 berechnete Natanson¹⁾ auf Grund des Gesetzes der übereinstimmenden Zustände die kritische Temperatur des Wasserstoffs zu -232° , indem er zur Berechnung als den kritischen Druck den zuerst gefundenen Wert 20 Atm. nahm. Nimmt man aber bei der Berechnung als den kritischen Druck 15 Atm., dann erhält man als die kritische Temperatur -242° , was von der von mir mittels Extrapolation meiner früheren Versuche gefundenen ($-240,8^{\circ}$) nur wenig abweicht.

Wróblewski berechnete mittels der Formel von van der Waals auf Grund seiner Versuche über die Zusammendrückbarkeit des Wasserstoffs²⁾ kritische Konstanten für dieses Gas, welche mehrmals von Dewar mit denen von mir auf experimentellem Wege bestimmten verglichen wurden. In der nachfolgenden Tabelle befinden sich die Daten von Wróblewski zusammengestellt mit den meinigen, welche gemäß den neuesten Versuchen korrigiert wurden:

1) W. Natanson, Bull. Intern. Acad. Crac. p. 93. 1895.

2) S. Wróblewski, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wissensch. zu Wien 97. p. 1362. 1888.

Kritische Konstanten	Wróblewski ber. 1888	Olszewski gef. 1895 u. 1902
Druck	13,3 Atm.	13,4—15 Atm.
Temperatur	— 240,4°	— 240,8°

Angesichts der merkwürdigen Übereinstimmung der obigen Zahlen und der Wichtigkeit des Gegenstandes würde die Untersuchung seitens eines Theoretikers sehr wünschenswert erscheinen, inwiefern die Berechnung dieser Zahlen von den Rechnungsfehlern beeinflusst wurde, welche sich in die Arbeit von Wróblewski eingeschlichen haben, und in der zitierten Abhandlung p. 1356 von Hrn. Prof. Zakrzewski, welcher dieselbe nach dem Tode des Verfassers zum Druck vorbereitet und mit Anmerkungen versehen hat, aufgewiesen wurden.

Anmerkung. In der Sitzung der hiesigen Akademie der Wissenschaften vom 5. Juni d. J. hat Prof. A. Witkowski die Resultate seiner langjährigen Arbeit über die Zusammendrückbarkeit des Wasserstoffs vorgelegt. Auf meine diesbezügliche Anfrage hat er sich dabei geäußert, daß in der zitierten Arbeit Wróblewskis außer der erwähnten Rechnungsfehler auch zahlreiche experimentelle Ungenauigkeiten vorhanden sind, aus welchem Grunde die obige Übereinstimmung der kritischen Daten als eine zufällige zu betrachten ist.

Krakau, I. chem. Institut der Universität.

(Eingegangen 2. August 1905.)

10. Weitere Versuche, das Helium zu verflüssigen; von K. Olszewski.

(Aus dem „Bulletin International de l'Académie des Sciences de Cracovie“. Juli 1905.)

Im Jahre 1895 habe ich eine Reihe von Versuchen ausgeführt, welche die Verflüssigung von Helium¹⁾ bezweckten und ich wies nach, daß bei Anwendung der damals bekannten Kältemittel und der adiabatischen Entspannung dieses Gas keine Spuren der Verflüssigung zeigt. Nach der Formel von Laplace und Poisson wurde die Temperatur berechnet, bis zu welcher sich Helium bei Entspannung bis zu 1 Atm. abkühlen sollte, und auf Grund dieser Berechnung habe ich bereits damals vermutet, daß seine Siedetemperatur unterhalb -264° liegt.

Weitere Versuche zum Zwecke der Verflüssigung von Helium wurden von Dewar 1898 unternommen und unter anderen auch in der Abhandlung: „*Sur la liquéfaction de l'hydrogène et de l'hélium*“²⁾ beschrieben. p. 153 beschreibt Dewar seine Versuche folgendermaßen:

„*Ayant un échantillon de cet hélium purifié extrait du gaz de Bath et scellé dans un petit ballon terminé par une tube étroit, ce dernier fut placé dans l'hydrogène liquide; on vit alors un liquide distinct se condenser. D'après ce résultat il semble qu'il n'y a pas une grande différence entre les points d'ébullition de l'hélium et de l'hydrogène.*“

p. 154 schreibt er weiter:

„*Tous les gaz connus ont donc été maintenant condensés en liquides susceptibles d'être manipulés à leur point d'ébullition sous la pression atmosphérique.*“

Wir ersehen aus den obigen Zitaten, daß Dewar in seiner Arbeit zu anderen Resultaten gelangte, und die Schlüsse, welche ich aus meinen Versuchen abgeleitet habe, entschieden ver-

1) K. Olszewski, Rozpr. Akad., W. M.-P., Kraków, 37. p. 262. 1896; Wied. Ann. 59. p. 184. 1896; Bull. Intern. Acad. Cracovie 1896.

2) J. Dewar, Ann. chim. et phys. 14. p. 145—154. 1898.

neinte. Obwohl ich bereits damals große Zweifel, was die Exaktheit der Dewarschen Versuche anlangt, hegte, trat ich doch mit einer Berichtigung nicht vor, da ich mangels der nötigen Einrichtungen in unserem Laboratorium seine Experimente nicht kontrollieren konnte. Und auf solche Weise ist es möglich geworden, daß während der darauffolgenden drei Jahre Helium für ein vollständig verflüssigtes Gas galt, und diese Zeit war ausreichend, um diese Nachricht in die entlegensten Winkel der Welt, sowie in unzählige Zeitschriften und Lehrbücher gelangen zu lassen, in welchen sich diese falsche Behauptung voraussichtlich noch lange Jahre hindurch fortpflanzen wird, wie es bereits mit mehreren irrigen Versuchen, die Gasverflüssigung betreffend, geschehen ist. Diese Behauptung wurde zuerst von Dewar selbst berichtet, welcher in seiner Arbeit¹⁾ sich folgendermaßen ausdrückt:

„*Les expériences d'Olszewski et les miennes ont montré que l'hélium se condense plus difficilement que hydrogène et que la production de corps solides ou liquides en refroidissant l'hélium de Bath à la température de l'hydrogène bouillant ou solide, n'est que partielle*“; und etwas weiter: „*Il résulte de cela que mon hélium contenait environ 7, p. 100 de néon, d'après les mesures de refraction.*“

In seinen späteren Versuchen²⁾ gebrauchte Dewar das Helium aus derselben Quelle in Bath, welches durch Ausfrieren mittels flüssigen Wasserstoffs gereinigt war: das Gas, unter einem Drucke von 80—100 Atm. in einer Glasröhre eingeschlossen, wurde mittels flüssigen oder erstarrenden Wasserstoffs abgekühlt und darauf einer plötzlichen Entspannung unterworfen. Im ersten Momente entstand ein Nebel infolge der Abscheidung eines festen Körpers, welchen Dewar für Neon hält; nachdem sich dieser feste Körper am Boden des Röhrchens abgesetzt hatte, bewirkten spätere Entspannungen keine Spuren einer Verflüssigung. Dewar gibt keine Ausmaße seines Apparates an.

Im Jahre 1902 führten Travers und Jaquerod³⁾ eine

1) J. Dewar, Ann. de chim. et phys. 23. p. 423. 1901.

2) J. Dewar, Chem. News 84. p. 49—51. 1901.

3) M. W. Travers u. Jaquerod, Phil. Trans. 200 A. p. 177 bis 179. 1902.

Reihe von Versuchen aus, zum Zwecke der Verflüssigung von Helium. Der von ihnen angewandte Apparat war dem Cailletet'schen ähnlich; der untere, weitere Teil des Glasrohres hatte 6 mm lichter Weite, während der obere, nach unten gebogene, nur 0,5 mm im Lichten besaß. Das aus Cleveit gewonnene und mittels Ausfrierens im flüssigen Wasserstoff gereinigte Helium enthielt kein Neon. Das Gas wurde bis 60 Atm. zusammengedrückt und mittels flüssigen oder festen Wasserstoffs bis auf 20,5°, 14° und 13° abs. abgekühlt. Unter diesen Umständen haben die beiden Forscher keine Spuren einer Verflüssigung bemerkt.

Bei meinen neuesten Versuchen habe ich mich der Methode bedient, die in meiner eingangs zitierten Arbeit aus 1896 beschrieben ist, und die im Prinzip von den von Dewar sowie von Travers und Jaquerod angewandten Methoden nicht abweicht. Der Unterschied meiner jetzigen Versuche von den oben auszugsweise skizzierten bestand einerseits in der Anwendung flüssigen und festen Wasserstoffs als Kühlmittel, andererseits in den größeren Ausmaßen des Apparates und in höherem Drucke, bis zu welchem das Helium zusammengedrückt, und von welchem es darauf entspannt wurde. Die zur Aufnahme von Helium dienende Röhre hatte in seinem unteren Teile 26 mm lichter Weite und 360 mm Länge; sie konnte also etwa 180 cm³ Helium fassen, demgemäß etwa das Dreifache von der bei meinen früheren Experimenten angewendeten Menge. Der obere, kapillare Teil der Röhre besaß 1,5 mm lichter Weite, war nach unten gebogen und endete in ein etwas weiteres Röhrchen von 12 mm Länge und 3 mm innerer Weite. Das Helium gewann ich aus Thorianit, einem neuen Mineral, welches unlängst auf Ceylon entdeckt wurde, und nach Ramsay das ergiebigste Ausgangsmaterial zur Heliumdarstellung bildet. Eine Probe von Thorianit, in einer Menge, die zu meinen Versuchen ausreichend war, verdanke ich der Liebenswürdigkeit des Hrn. A. K. Coomaraswamy, Direktors des Mineralogical Survey der Regierung von Ceylon. Das Gas wurde durch Erhitzen von Thorianit mit primärem Kaliumsulfat gewonnen, nach dem von Ramsay und Travers beschriebenen Verfahren, und es wurde zweimal durch Ausfrieren mittels flüssigen Wasserstoffs gereinigt. Die Reinheit

des auf solche Weise gereinigten Heliums wurde durch eine Dichtebestimmung, sowie durch die Untersuchung des Spektrums in einer Plückerschen Röhre bestätigt. Die Dichte des Heliums vor dem zweiten Ausfrieren betrug 3,99 ($O_2 = 32$); nach dem zweiten Ausfrieren wurde direkt zu den Versuchen geschritten, welche die Verflüssigung bezweckten. Die spektroskopische Untersuchung ergab ein reines Heliumspektrum; keine Verunreinigung, insbesondere keine Wasserstofflinien wurden dabei bemerkt. Die beim ersten Ausfrieren erstarrende Fraktion des Gases wurde gesondert aufgefangen und spektroskopisch untersucht, wobei außer des charakteristischen Stickstoffspektrums keine anderen Linien zu bemerken waren.

Behufs Verflüssigung wurde das Helium in dem oben beschriebenen Apparate mittels flüssigen Wasserstoffs unter Atmosphärendruck siedend ($-252,5^\circ$), sowie mittels des unter 50 mm Druck erstarrenden Wasserstoffs (-259°), abgekühlt. Die Temperatur bez. den Druck habe ich nicht weiter erniedrigt, da Wasserstoff unter diesen Umständen ganz zu einer undurchsichtigen Masse erstarrt, und eine Beobachtung unmöglich macht. Ein unversilbertes Vakuumgefäß, welches etwa 100 cm^3 flüssigen Wasserstoff enthielt, wurde auf die Heliumröhre gasdicht angepaßt, mittels eines Kautschukstopfens, welcher mit Vaseline angestrichen war; im Falle einer sogar geringsten Undichtigkeit dringt beim Pumpen Luft in das Vakuumgefäß ein, erstarrt sogleich, und bewirkt Trübung und Undurchsichtigkeit des flüssigen Wasserstoffs. Das auf diese Weise gekühlte Helium wurde dann einem 180 Atm. erreichenden Drucke ausgesetzt; eine weitere Steigerung des Druckes war unzulässig einerseits wegen der Widerstandsfähigkeit des Glasrohres, andererseits wegen des Volumens des zum Versuche angewendeten Heliums; bei höheren Drucken könnte nämlich das das Helium abschließende Quecksilber in die mittels Wasserstoff gekühlte Kapillare hineingelangen, und diesen Teil der Röhre durch Erstarren abschließen. Diese Möglichkeit ist aber bei ähnlichen Experimenten stets zu vermeiden.

Nachdem das auf 180 Atm. zusammengedrückte Helium bereits die Temperatur des umgebenden Wasserstoffs angenommen hatte, wurde das Gas einer langsamen oder einer

plötzlichen Entspannung bis zum Atmosphärendrucke unterworfen. Der Versuch wurde mehrere Male wiederholt, wobei in der gekühlten Röhre weder eine Flüssigkeit noch eine Spur von Nebel bemerkt werden konnte, welche von einer Verflüssigung des Heliums zeugen würde; es war auch keine Abscheidung irgend eines festen Körpers zu bemerken.

Angesichts der negativen Resultate obiger Versuche können wir wieder die bekannte Formel von Laplace und Poisson in Anwendung bringen, um die wahrscheinliche Temperatur des Heliums während des Entspannens zu berechnen, unter Zugrundelegung von $-259^{\circ} = 14^{\circ}$ abs. als Anfangstemperatur und 180 Atm. als Anfangsdruck:

Anfangsdruck	Anfangstemperatur	Entspannung bis	Temperatur sinkt bis
180 Atm.	$-259^{\circ} = 14^{\circ}$ abs.	40 Atm.	$-265,4^{\circ} = 7,6^{\circ}$ abs.
180	-259	20	$-267,2 = 5,8$ "
180	-259	10	$-268,6 = 4,4$ "
180	-259	5	$-269,7 = 3,3$ "
180	-259	1	$-271,3 = 1,7$ "

Aus dieser Berechnung geht hervor, daß der Siedepunkt des Heliums wahrscheinlich unterhalb -271° liegt, daß er also vom absoluten Nullpunkt um weniger als 2° entfernt liegt. Angesichts dieser Resultate können wir heute keine Sicherheit haben, ob es jemals gelingen wird, das Helium im statischen Zustande zu verflüssigen, da die Wahrscheinlichkeit dieser Verflüssigung in dem Maße sich vermindert als sich seine Siedetemperatur dem absoluten Nullpunkte nähert. Sollte es auch in der Zukunft nicht gelingen, das Helium in den flüssigen Zustand zu überführen, dann wird es wahrscheinlich möglich sein, auf einem anderen Wege den Beweis zu liefern, daß das Helium ein permanentes Gas ist, oder aber, daß es ein solches nicht ist. Der Beweis, daß das Helium ein permanentes Gas ist, würde für die Wissenschaft ebenso wichtig sein, als seine eventuelle Verflüssigung.

Krakau, I. chem. Institut der Universität.

(Eingegangen 2. August 1905.)

**11. Über die Deutlichkeit
akustischer Reproduktionen unter dem Einfluß
der Eigentöne, sowie über Membranen zur
möglichst deutlichen Wiedergabe der Sprache;
von Edmund Wiersch.**

Die Stärke und die Deutlichkeit der Schallreproduktionen sind ganz verschiedene, voneinander unabhängige akustische Begriffe; erstere wird bedingt durch die Schallenergie, die Größe der Schwingungsamplitude, letztere durch die Übereinstimmung der Schwingungsformen zwischen aufgenommenen und reproduzierten Wellen.

In der Wiedergabe durch die akustischen und elektroakustischen Apparate ist diese Übereinstimmung noch recht mangelhaft, denn wenn auch die Lautheit der Reproduktion nichts zu wünschen übrig läßt, so sind doch die Konsonanten, namentlich die Zischlaute der menschlichen Sprache, nicht scharf voneinander unterschieden; sie klingen mehr oder weniger dem „f“ ähnlich. Hieran tragen bekanntlich die Eigentöne die Schuld, und deshalb hat man diese zu dämpfen, zu amortisieren gesucht, aber ihre schädliche Wirkung ist zur Zeit durchaus noch nicht beseitigt.

Zur Erzielung möglichst vollkommener Deutlichkeit muß ein anderer Weg eingeschlagen werden und zwar derjenige, der im Folgenden demonstriert wird: Zunächst habe ich festzustellen versucht, aus welchen Ursachen die Konsonanten bez. die Zischlaute viel undeutlicher reproduziert werden als die Vokale. Aus der Erkenntnis dieser Ursachen suchte ich das Mittel zur Beseitigung obiger Undeutlichkeit zu finden.

Ohne Zweifel ist der erwähnte Unterschied der Deutlichkeit in der physikalischen Verschiedenheit der in der Sprache enthaltenen Vokale einerseits und der Zischlaute andererseits begründet, sowie in der hierdurch bedingten verschiedenen Auffassung der beiden Lautarten von Seiten der Apparate. Der auffallendste Unterschied zwischen Vokalen und Zischlauten ist offenbar ihre sehr verschiedene Intensität. Zischlaute

sind bekanntlich gegenüber Vokalen stets leisere Schwingungen. Werden nun diese beiden Lautarten reproduziert, so werden die Vokale im Vergleich zu den Zischlauten viel deutlicher wiedergegeben, so daß man schließen könnte, eine zu geringe Empfindlichkeit der jeweiligen Apparate sei die Ursache der Undeutlichkeit bei der Reproduktion der Zischlaute. Meine Versuche mit den verschiedensten Apparaten haben aber ergeben, daß Vorrichtungen, welche die leisesten Konsonantenbez. Zischlautschwingungen recht laut reproduzieren, diese aber durchaus nicht deutlicher wiedergeben als wenig empfindliche Apparate, sondern nur mit größerer Stärke als letztere. Die Ursache der Unschärfe der Zischlaute muß also nicht in einer geringeren Intensität, sondern in einer anderen Abweichung ihrer physikalischen Beschaffenheit von der der Vokale gesucht werden. Zu diesem Zweck wurden die folgenden Betrachtungen und Versuche angestellt.

Ein anderer charakteristischer Unterschied der beiden Lautarten, welcher die Deutlichkeit ihrer Wiedergabe beeinflussen könnte, läßt sich sehr gut in einem Königschen Flammenapparat erkennen. Diese Vorrichtung ist aber in der allgemein gebräuchlichen Form zu diesen Versuchen wenig geeignet, weil der Schallschlauch in Verbindung mit der manometrischen Kapsel sehr starke Eigentöne der Luftsäule besitzt, welche das Flammenbild verundeutlichen. Deshalb habe ich an dem Apparat eine kleine Abänderung vorgenommen, nach welcher die Versuche ausgezeichnet gelingen. Zur Vermeidung störender Eigentöne habe ich den Brenner unmittelbar an der Spitze eines kurzen Schalltrichters angebracht. Der Gasabschluß nach der weiten Trichteröffnung hin wird bewirkt durch eine sehr feine, und vor allem ganz schlaife Kollodiumhaut. Dann wird an einer beliebigen Stelle der Trichterwandung Acetylen eingeleitet, welches an der Trichterspitze entzündet wird und mit intensiver, sehr kleiner Flamme brennt. Dicht über dieser zu untersuchenden Flamme befand sich noch eine zweite, singende Flamme von bekannter, konstanter Schwingungszahl, welche zum Vergleich diente. Es wurden darauf mit Hilfe eines schnell rotierenden Spiegels in bekannter Weise zahlreiche Versuche angestellt. Die Versuche gestatteten, da sich wegen der größeren Deutlichkeit der Flammenbilder

die Schwingungszahl im Allgemeinen viel bestimmter als früher feststellen ließ, auch eine genauere Bestimmung der Schwingungszahl der Zischlaute im besonderen. Die beobachteten Flammenbilder ergaben die Tatsache, daß, während die Vokale durch das Zusammenwirken von Tönen relativ geringer Schwingungszahl entstehen, die Zischlaute erst aus einer außerordentlich viel höheren Schwingungszahl resultieren. Sieht man von ihren tiefsten Partialtönen ab, welche lediglich infolge Resonanz der Mundhöhle beigemischt sind, so *entstehen die eigentlichen Reibelaute durch eine Schwingungszahl, welche minimal derjenigen des Grundtones der Luftsäule einer einseitig gedeckten Pfeife von ca. 14 mm Länge entspricht, maximal aber im Bereiche der Unhörbarkeit liegt.*

Nach dieser Erkenntnis untersuchte ich eine große Anzahl moderner akustischer Apparate und fand, daß der Grundton ihrer schwingenden Teile, speziell der Membrangrundton, im Vergleich zu der außerordentlich hohen Tonlage, welche die Zischlaute bedingen, stets um mehrere Oktaven tiefer liegt als jene. Hieraus erklärt sich die Ursache der Undeutlichkeit bei der Wiedergabe der Zischlaute folgendermaßen:

Die Membranen werden zwar in erzwungene Schwingungen versetzt, infolge ihrer Eigentöne reagieren sie aber nicht auf alle Tonhöhen mit gleicher Intensität; sie wirken gleichzeitig als Resonatoren, so daß jeder Klang, jeder Laut bei der Wiedergabe eine Deformation seiner Schwingungskurven erfährt, dadurch daß letztere das Gepräge der Eigentöne tragen. Da nun jeder Körper am leichtesten und stärksten in seinen tiefsten Eigentönen resoniert, so ist die Deformation einer beliebigen Schwingungsform um so größer, je tiefer sein Grundton unter dem erregenden Laut liegt. Die Differenz zwischen Grundton und erregendem Laut ist aber in den modernen Apparaten nach Obigem für Zischlaute sehr groß, so daß die Schwingungskurven der Letzteren durch die relativ sehr tiefen Eigentöne starke Deformationen erfahren müssen. Dies beweist, daß die modernen Apparate zur Reproduktion speziell von Zischlauten ganz ungeeignet sind.

Es folgt aus diesen Betrachtungen weiter, daß die Eigentöne nicht, wie bisher meist angenommen wurde, nur schädlich auf die Wiedergabe der Zischlaute wirken; *sie können vielmehr*

auch nützlich sein, d. h. zur besseren Deutlichkeit beitragen, und dies wird dann zutreffen, wenn der Grundton im Bereiche der Konsonantenschwingungen liegt, also die Schwingungszahl der Luftsäule der einseitig gedeckten Pfeife von 14 mm Länge erreicht oder übersteigt. Die schwingenden Teile werden dann offenbar infolge der Resonanz die Zischlaute hervorheben und so eine deutlichere Wiedergabe derselben bewirken.

Auf Grund dieser Erwägungen stellte ich mit zwei Bell-schen Telephonen zahlreiche Sprechversuche an. Anfangs kamen Membranen sehr tiefen Eigentones zur Verwendung, bei jedem folgenden Versuch wurden Membranen höheren Eigentones benutzt, und dies wurde viele Oktaven hindurch fortgesetzt, bis endlich ihr Grundton die oben erwähnte Eigentonhöhe überstieg. — Hierbei möchte ich bemerken, daß zur Anwendung so hoher Eigentöne große technische Schwierigkeiten zu überwinden waren, da die Versuche nur durch Anwendung besonderer Spannmethoden und abgeänderter Magnetkonstruktionen gelangen.¹⁾

Nachstehend sind die wahrgenommenen Resultate von zehn aufeinanderfolgenden Sprechversuchen verzeichnet:

- | | | |
|-------------------------------------|---|---|
| Eigentön tiefer als
gebräuchlich | { | 1. dumpfes Tönen;
2. dumpfes Tönen mit Andeutungen von Vokalen;
3. schlecht unterscheidbare Vokale, keine Konsonanten, kein Verständnis;
4. gut unterscheidbare Vokale, keine Konsonanten, kein Verständnis;
5. Vokale laut, sehr schwache, nicht unterscheidbare Konsonanten, Anfänge des Verständnisses bekannter Zitate, Klangfarbe entstellt; |
| Eigentön gebräuchlicher
Höhe | { | 6. Vokale laut, Konsonanten sehr schwach, schlecht unterscheidbar, Verständnis alltäglicher Gespräche, Verständnis einzelner Worte ohne Zischlaute, Zischlaute allein sind nicht verständlich, Klangfarbe schlecht;
7. Konsonanten stark hinter den Vokalen zurücktretend, nicht scharf unterschieden, Geschäftssprache verständlich, Mißverständnisse gut möglich, einzelne Worte mit Zischlauten nicht immer verständlich, einzelne Zischlaute sind schlecht verständlich, Klangfarbe gut; |

1) Praktische Ausführungsformen hierzu habe ich zum Patent angemeldet.

Eigenton höher als
gebräuchlich

8. Vokale etwas abgeschwächt, Konsonanten mehr hervortretend, besser unterschieden, Mißverständnisse im Gespräch nicht leicht möglich, einzelne Worte mit Zischlauten fast immer verständlich, einzelne Zischlaute ziemlich verständlich, Klangfarbe gut;
9. Konsonanten noch stärker hervortretend, sehr scharf unterschieden, Mißverständnisse kaum möglich, einzelne Worte mit Zischlauten immer verständlich, auch einzelne Zischlaute, Klangfarbe sehr gut;
10. Konsonanten sehr stark hervortretend, vollkommen scharf unterschieden, Mißverständnisse ausgeschlossen, alle einzelnen Laute immer tadellos deutlich, Klangfarbe sehr gut; die Deutlichkeit ist in jeder Beziehung durchaus vollkommen.

Aus den angeführten Versuchsergebnissen ist klar zu sehen, wie mit zunehmender Höhe des Grundtones die Deformation der Schwingungsform schwindet und mit einem Hervortreten der Zischlaute auch eine immer schärfere Unterscheidung derselben erzielt wird. Um also eine möglichst vollkommene Deutlichkeit zu erreichen, verfähre man folgendermaßen: Zu allen schwingenden Teilen der akustischen und elektroakustischen Apparate wähle man Körper, deren Grundton die Schwingungszahl der Luftsäule der einseitig gedeckten Pfeife von 14 mm Länge mindestens erreicht. Man wird dann finden, daß keine schädliche Wirkung der Eigentöne mehr vorhanden ist, daß dieselben vielmehr sehr vorteilhaft wirken, indem sie dazu dienen, eine bestimmte Gruppe von Tönen, nämlich die Zischlaute, durch Resonanz hervorzuheben.

Um hier gleich eine vielfach ausgesprochene Ansicht zu widerlegen, welche im Gegensatz zu obigen Ausführungen steht, daß das Mikrophon gerade durch Bevorzugung der hohen Töne die Deutlichkeit und die Klangfarbe der Reproduktion schädige, möchte ich dazu Folgendes bemerken:

Die Klanganalyse der Wiedergabe jedes Mikrophons zeigt deutlich, daß alle reproduzierten Töne mehr oder weniger das Gepräge der nächst höheren Oktave tragen; *diese Erscheinung ist keine Wirkung der Eigentöne, sondern rein elektrischen Ursprungs*. Die Stromschwankungen des Apparates kommen nämlich nur bei Reibung der Kontaktstellen zustande, welche erstere beim Vor- und Rückschwingen der Membran, also bei

jeder Doppelschwingung der Mikrophonmembran *zweimal* stattfindet. Während dieser Reibung ist der Kontakt loser, folglich der Strom etwas schwächer als am Ende jeder einfachen Membranschwingung, so daß bei jeder Doppelschwingung der Mikrophonmembran außer der Hauptstromschwankung noch *zwei* schwächere Doppelschwingungen der Stromstärke und der Hörermembran entstehen. Diese beiden schwachen Doppelschwingungen sind in jeder Haupt-Doppelschwingung bald mehr, bald weniger bemerkbar und erwecken den Anschein, als ob die tiefen Töne bei der Wiedergabe benachteiligt würden. In der Tat ist es aber keine Bevorzugung der aufgenommenen hohen Töne, sondern eine Verdoppelung der Schwingungszahl aller aufgenommenen Töne bei der Wiedergabe, eine Erscheinung, welche mit den Eigentönen gar nichts zu tun hat. Näheres hierüber gedenke ich in einer weiteren Abhandlung auszuführen.

Der Gedanke, den Grundton der schwingenden Teile in die Tonlage der Zischlaute zu verlegen, um eine vollkommen deutliche Wiedergabe derselben durch Resonanz zu erzielen, ist bis jetzt noch nicht ausgesprochen worden, und doch weist die Natur vielfach darauf hin: Das Zirpen vieler Orthoptera, welches im wesentlichen aus intermittierenden Zischlauten besteht, wird hervorgebracht durch die Schwingungen einer überaus kleinen, an der einen Flügelbasis befindlichen Membran äußerst hohen Eigentones. Ferner erzeugt eine schäumende Flüssigkeit sehr deutlich die Laute *sch*, *ch*, *s*, wenn die Bläschen so klein sind, daß bei ihrem Zerplatzen Schwingungen von der erwähnten Schnelligkeit entstehen. Dementsprechend ist auch das menschliche Ohr zur Aufnahme von Tönen sehr hoher Schwingungszahl gebaut, denn die verschiedenartigen Krümmungen des äußeren Ohres, welche wesentlich zum deutlichen Verständnis der Aussprache beitragen, sind als Träger von Luftsäulen geringer Länge Resonatoren sehr hoher Eigentöne, welche in der Tonlage der Konsonantenschwingungen liegen.

(Eingegangen 2. August 1905.)

12. *Über die Bildung von Helium aus der Radiumemanation;
von F. Himstedt und G. Meyer.*

Zweite Mitteilung.

(Aus Freib. Ber. 16. p. 10. 1905.)

Verschiedene mündliche wie schriftliche Anfragen und Mitteilungen, die an uns bezüglich unserer Publikation über den oben genannten Vorgang¹⁾ gekommen sind, veranlassen uns, in Kürze noch über einige Versuche zu berichten, die wir zum Teil schon vor der ersten Mitteilung, zum Teil aber erst kürzlich ausgeführt haben.

1. Wir haben dieselben Versuche, die wir mit RaBr_2 angestellt haben, auch mit BaBr_2 in genau derselben Weise ausgeführt. Trotzdem wir hierbei viel größere Substanzmengen verwenden konnten, haben wir nie eine Spur einer Heliumlinie entdecken können. Wir besitzen noch drei Röhren, die mit Radiumemanation gefüllt wurden, in denen das Heliumspektrum jederzeit mit Leichtigkeit gesehen werden kann. Daß in jenen Kontrollröhren nicht die Spur davon zu sehen ist, dient uns als Beweis dafür, daß das He nicht auf andere Weise, etwa aus der Zimmerluft etc., in unsere Röhren hineingekommen sein kann.

2. Wir haben in unserer ersten Mitteilung darauf hingewiesen, daß es vor allem darauf ankommt, den Einwand zu beseitigen, das Helium könne „verschlepptes“ Gas sein, herkommend aus den Mineralien, welche als Ausgangsmaterial für die Gewinnung des Radiums gedient haben, und von denen es bekannt ist, daß sie Helium abgeben können. Erscheint es an sich auch recht unwahrscheinlich, daß sich das Gas durch die vielen für die Darstellung des Ra erforderlichen chemischen Prozesse hindurchgerettet haben soll, so läßt sich andererseits, wie wir selbst ausdrücklich erwähnt haben, als

1) Berichte d. naturf. Ges. Freiburg i. B. 16. p. 222f. 1904.

Stütze für eine solche Annahme die Hartnäckigkeit anführen, mit der z. B. Palladium den Wasserstoff festhält.

Wir haben ein mit Wasserstoff beladenes Palladiumblech im Vakuum einer Quarzröhre mit der Gebläseflamme 30 Minuten lang bei fortwährendem Arbeiten einer vorzüglich wirkenden Kahlbaumschen Pumpe auf helle Rotglut erhitzt, und haben mit CO_2 dann so lange gespült, bis der Wasserstoff spektral nicht mehr nachweisbar war. Nach 3 Tagen ließ sich nach dem Erhitzen auf Rotglut wieder Wasserstoff nachweisen. Nachdem dieser wieder in der oben angegebenen Weise fortgeschafft war, konnte nach 8 Tagen noch einmal Wasserstoff nachgewiesen werden. Eine Wiederholung der gleichen Prozedur nach längerer Pause gab leider kein einwandfreies Resultat mehr, da die Röhre durchschlagen wurde.

Ganz anders verliefen aber Versuche mit Cleveit. Wir haben im Vakuum eines schwer schmelzbaren Glasrohres 0,3 g Cleveit mit SO_4KH mit kräftiger Bunsenflamme 15 Minuten lang erhitzt, haben mit Wasserstoff ausgespült, bis keine Heliumlinie mehr zu sehen war, und soweit als möglich ausgepumpt. Nach 3 Tagen war bei abermaligem Erhitzen vielleicht noch eine Andeutung der D_3 -Linie vorhanden, doch konnte man hierüber im Zweifel sein, und das um so mehr, als selbst 30 Minuten langes Erhitzen keine Verstärkung der in Frage kommenden Linie ergab. Wiederholtes Erhitzen der Röhre nach 14 Tagen hat uns nie spektral nachweisbare Mengen von Helium geliefert.

Wir haben ferner 0,25 g pulverisierten Cleveit allein (ohne SO_4KH) 30 Minuten lang mit der Gebläseflamme im Vakuum des Quarzrohres auf helle Rotglut erhitzt, dabei fortgesetzt das frei werdende Helium weggepumpt und mit Wasserstoff weggespült, und haben dann bei späteren vielfach wiederholten Erhitzungen nie mehr in dem Rohre Helium nachweisen können.

3. Im Hinblick auf die Resultate dieser Versuche mit Cleveit scheint uns der folgende Versuch mit RaBr_2 besondere Beachtung zu verdienen.

Zirka 40 mg RaBr_2 wurden in einem langen Quarzrohre im Vakuum so stark erhitzt, daß die Substanz an das andere gekühlte Ende des Rohres hinüber sublimierte. Das Rohr wurde hierauf sehr gründlich mit Wasserstoff gespült und auf

äußerste evakuiert. Am folgenden Tage wurde das Radium, soweit möglich, wieder zurücksublimiert. Hierbei erschien das Rohr kurze Zeit wie mit einer schwach rötlich leuchtenden Wolke erfüllt zu sein, und im Spektrum traten in auffallender Weise die Linien 4341 und 4686 hervor, die offenbar identisch sind mit den stärksten Ra-Linien dieses Spektralbezirkes. Ob die übrigen Ra-Linien auch vorhanden waren, können wir nicht angeben, da wir nach ihnen nicht gesucht haben, weil unsere Aufmerksamkeit auf die He-Linien gerichtet war. Von diesen war keine Spur zu sehen. Nachdem das Rohr noch einmal mit Wasserstoff gespült war, wurde dasselbe soweit ausgepumpt, daß es durch Teslaströme gerade noch zum Leuchten gebracht werden konnte.

Nach 6 Wochen konnte in diesem Rohre, ohne daß dasselbe wieder erwärmt worden war, Helium nachgewiesen werden.

Durch diesen Versuch scheint uns der Einwand vom „verschleppten“ und „okkludierten“ Helium unhaltbar geworden zu sein, denn wir kennen keinen Vorgang, bei welchem eine Substanz, trotzdem sie durch Sublimation in den gas- bez. dampfförmigen Zustand übergeführt wird, ein fremdes Gas absolut festhält, um es nachher freiwillig langsam abzugeben. Die Vorstellung, welche sehr wohl geeignet erscheint, die Beobachtungen am Palladium zu erklären, daß nämlich das okkludierte Gas nur langsam aus dem Inneren des Metalles an die Oberfläche diffundieren kann, läßt sich im vorliegenden Falle wohl sicher nicht anwenden.

4. Eine Möglichkeit bliebe allerdings noch übrig, um die vorstehend beschriebenen Tatsachen auch ohne die Annahme einer Umwandlung von Radiumemanation in Helium erklären zu können. Man könnte sich nämlich vorstellen, daß eine kleine Menge von aus den Uranerzen stammenden Heliums bei der Darstellung des Ra mit einem Teile desselben ein Helid gebildet hätte, so daß also das, was man bisher als reines RaBr_2 angesehen hat, in Wirklichkeit ein Gemisch von RaBr_2 mit einer vielleicht nur ganz geringen Menge eines hypothetischen Helids sein würde. Es wäre nun natürlich denkbar, daß dieses Helid des Radiums sich ohne Zersetzung sublimieren ließe, aber dann müßte man, um das Resultat des obigen Versuchs erklären

zu können, annehmen, daß dieselbe Substanz, die trotz der hohen Sublimationstemperatur keine nachweisbare Zersetzung bez. Abspaltung von He gezeigt hat, nachträglich sich ganz unabhängig von der Temperatur zersetzt, und He abgibt, und zwar in derselben regelmäßigen Weise, in der die Bildung der Emanation vor sich geht, denn daß ein inniger Zusammenhang zwischen Radiumemanation und Helium besteht, scheint uns nach allen vorliegenden Versuchen über jeden Zweifel erhaben.

Freiburg i. B., den 20. April 1905.

(Eingegangen 14. Juli 1905.)

13. *Notiz über die verzerrten Bilder, welche durch Radiumbromid auf der photographischen Platte hervorgerufen werden;*
von Georg W. A. Kahlbaum.

(Hierzu Taf. V.)

Unter ganz ähnlichem Titel: „Einige neue Erscheinungen, welche durch Radiumbromid auf der photographischen Platte veranlaßt werden“, veröffentlichte Hr. Josef Petri in Heft 5 dieser Annalen, p. 951. 1905, das am 16. Mai ausgegeben wurde, eine Reihe sehr interessanter Beobachtungen, die er bei der Herstellung radiographischer Aufnahmen von Münzen hat beobachten können. Er hebt dabei hervor, daß seine Bilder besondere Erscheinungen zeigen: „welche bei Bestrahlungen von Münzen u. a. durch Radiumbromid noch nicht beobachtet worden sind.“

Statt „beobachtet“ würde es besser heißen „veröffentlicht“; denn wie unten gezeigt werden wird, sind mir diese besonderen Erscheinungen bereits seit dem Sommer 1902 bekannt und auch einer Reihe von Fachgenossen privatim vorgewiesen worden. Da sie aber bisher noch nicht veröffentlicht worden sind, konnte Hr. Petri nichts davon wissen. Er war also durchaus im Rechte, wenn er sich selbst auch für den ersten Beobachter hielt, wie denn auch die Priorität der öffentlichen Bekanntgabe und das unabhängige Auffinden dieser interessanten Erscheinung ihm fraglos zusteht.

Ich würde auch das Wort in dieser Angelegenheit kaum ergriffen haben, wenn nicht die von Hrn. Petri angewandte Versuchsanordnung denselben zu einem, wie mir scheint, unrichtigen Schlusse verführt und ich nicht selbst seit einiger Zeit, d. h. also vor der Bekanntschaft mit der zu besprechenden Arbeit, ebenfalls die Einwirkung des Magneten, jedoch auf die aktinautographischen Erscheinungen, studiert hätte.

Hr. Petri hat Münzen aus Silber, Nickel und Kupfer, — die sogenannten Nickelmünzen bestehen allerdings auch

aus 75 Proz. Cu und nur 25 Proz. Ni, — auf einer photographischen Platte so angeordnet, daß sie zwar sehr nahe aneinander lagen, sich jedoch nicht direkt berührten. Vier Magnete, die umgekehrt treppenförmig, bei einer Stufenbreite von 2 mm übereinander lagen, waren, der unterste 2,5 cm, von den Münzen entfernt. Auf dem obersten Magneten dienten zwei Holzbrettchen einer Kapsel mit 10 mg Radium als Träger, so daß die Strahlenquelle 3,5 cm über der empfindlichen Schicht sich befand.

Die Expositionszeit dauerte 1 Stunde.

Der Erfolg war, daß: „an dem Magnetende, an Stelle, welche dem Silberstück am nächsten lag, eine dunkle Spitze sichtbar wird“. — Diese Spitze möchte ich, da sie sich sonst nie wieder findet, wohl einer Zufälligkeit, vielleicht einem Plattenfehler zuschreiben. Dann aber heißt es weiter: „von der Nickel- zur Kupfermünze hat sich eine Brücke gebildet, und an den am nächsten befindlichen Stellen der Silber- und Kupferstücke einerseits und der Silber- und Nickelstücke andererseits zeigen sich deutlich wahrnehmbare Ausbuchtungen.“

Die Versuche werden alsdann wiederholt und variiert, so daß der Hr. Verf. auf p. 956 zu folgendem Schlusse kommt:

„Diese negativen Beweise wie die früheren positiven Gründe mußten zu dem Schluß führen, daß *nur bei gleichzeitigem Vorhandensein der magnetischen Einwirkungen und der thermoelektrischen Ströme die beobachteten Erscheinungen auftreten können.*“ Der kursiv gesetzte Teil ist auch in der Originalarbeit in gleicher Weise hervorgehoben.

Nun zeigt meine beifolgende Aufnahme (vgl. Taf. V) in überzeugender Weise das gleiche Phänomen. Sie wurde damals gemacht, um eine von der Société générale des produits chimiques in Paris in den Handel gebrachten Radiographie, die mir wenig gelungen schien, zu ersetzen. Nach diesem Vorbild sind auch die Gegenstände angeordnet. Bestimmt war sie für den in Genf 1902 auf der Versammlung der schweizerischen Naturforschenden Gesellschaft zu haltenden Vortrag, der jedoch wegen der Frühstücksbedürfnisse meiner Genfer Gastfreunde größtenteils ungehalten bleiben mußte. Später hat mich dann mein Gesundheitszustand verhindert, das gesammelte Material und damit auch diese Versuche bekannt zu machen.

Dieselben wurden in der Weise angestellt, daß die Radiumpille, bestes Gieselsches Bromid, 15 cm über der empfindlichen Schicht, auf der die Gegenstände auflagen, befestigt war. Die Expositionszeit betrug etwa 24 Stunden.

Der Schlüsselring und der Nagel berühren einander und bilden an dieser Berührungsstelle eine Brücke, ganz wie bei den Aufnahmen des Hrn. Petri, die Ausbuchtung, die zu dieser Brücke wird, hat bei dem Nagel eine Ausdehnung von mehr als 1 cm. An dem berührenden Schlüsselring ist dieselbe nur ganz wenig zu bemerken. Der Nagel berührt aber mit seinem Kopf, wie das am Negativ mit der Lupe deutlich wahrnehmbar, auch den größeren Schlüssel. Hier aber findet merkwürdigerweise keine Brückenbildung und keine Verzerrung statt. Beide, Nagel wie Schlüssel, haben so gut wie vollkommen Figur gehalten, nur die rechte Seite des Nagelkopfes ist vielleicht ein wenig verzogen.

Die Differenz der chemischen Zusammensetzung des Schlüsselringes und des Nagels einerseits dürfte wohl kaum so groß sein, um die Annahme des Auftretens thermoelektrischer Ströme, durch die geringe Wärmeabgabe des 15 cm entfernten Radiums hervorgerufen, zu rechtfertigen; und wenn solche wirklich angenommen werden sollten, dürfte andererseits die Zusammensetzung von Nagel und Schlüssel nicht als so vollkommen übereinstimmend vorausgesetzt werden, um hier eine solche wieder gänzlich auszuschließen.

Da außer der erdmagnetischen andere magnetische Kräfte nicht in Betracht kommen, müßte etwaige Wirkung derselben auch an beiden Stellen gleich gesetzt werden.

Ich glaube also, daß die Erklärung des Hrn. Petri: nur bei gleichzeitigem Vorhandensein der magnetischen und der thermoelektrischen Einwirkungen können solche Erscheinungen auftreten, *nicht* zutrifft, bin allerdings *auch nicht* in der Lage, eine anderweite Deutung dieser Erscheinung zu geben.

Basel, Physik.-chem. Laborat. d. Univ., 6. Juni 1905.

(Eingegangen 7. Juni 1905.)

14. *Das Molekularvolum des gelösten Naphtalins;
von Carl Forch.*

In einer früheren Arbeit¹⁾ ist ausgeführt, daß man für Lösungen die molekularen Volumina φ_s bez. φ_w der gelösten Stoffe bez. der Lösungsmittel aus den Dichten berechnen kann, indem man die Messungen an je zwei benachbarten Konzentrationen kombiniert. Während bei den damals behandelten Lösungen das Lösungsmittel in allen Fällen das gleiche — nämlich Wasser — war und die gelösten Stoffe wechselten, sind an anderer Stelle²⁾ Bestimmungen der Dichte und Wärmeausdehnung gegeben, bei denen stets der gleiche Körper in vier verschiedenen Lösungsmitteln gelöst war, so daß sich hier der Einfluß der letzteren studieren läßt. Im folgenden soll für diese Lösungen die Berechnung der Molekularvolumina der beiden in den Lösungen vorhandenen Stoffe durchgeführt werden.

Bezeichnen wie früher¹⁾ m_s und φ_s den Molekulargehalt bez. das Molekularvolumen des gelösten festen Körpers und m_w und φ_w die gleichen Größen des Lösungsmittels jedesmal bezogen auf den in der Lösung vorhandenen Zustand und ein Liter Lösung, so gilt unter der schon früher erwähnten Bedingung, daß in der Lösung beide Stoffe ein selbständiges Molekulardasein führen, die Beziehung:

$$m_s \cdot \varphi_s + m_w \cdot \varphi_w = 1000.$$

Ebenso muß sein:

$$m_s \cdot d\varphi_s + m_w \cdot d\varphi_w = dv,$$

wenn $d\varphi_s$ bez. $d\varphi_w$ die Änderungen von φ_s bez. φ_w für 1° Temperaturerhöhung sind, wobei man unter dv die Volum-

1) C. Forch, Ann. d. Phys. 12. p. 591. 1903.

2) C. Forch, Boltzmann-Festschrift p. 696. 1904.

zunahme eines Liters der Lösung für die gleiche Temperaturzunahme verstehen muß. Auch diese Gleichung enthält wie die erstgenannte zwei Unbekannte, läßt sich also gleichfalls durch Kombination der für zwei benachbarte Konzentrationen geltenden Versuchsdaten lösen.

Tab. I gibt die so berechneten Werte für Naphtalin in Toluol, Chloroform, Schwefelkohlenstoff und Äthyläther.

Tabelle I.

m_s	m_w	φ_s	φ_w	$d \varphi_s$	$d \varphi_w$
Naphtalin in Toluol.					
0,3382	9,0248	123,37	106,18	0,0799	0,1138
0,6248	8,6918	123,31	106,18	0,0882	0,1132
1,0173	8,2360	123,60	106,15	0,0862	0,1134
1,4096	7,7792	123,56	106,16	0,0990	0,1111
1,7721	7,3573				
Naphtalin in Chloroform.					
0,5385	11,5727	123,50	80,66	0,0804	0,1026
1,1234	10,6772	123,42	80,67	0,0758	0,1032
1,7091	9,7812	123,49	80,65	0,1038	0,0983
2,0422	9,2711	123,33	80,70	0,0958	0,0999
2,6117	8,4008	123,73	80,58	—	—
3,1664	7,5491				
Naphtalin in Schwefelkohlenstoff.					
0,4853	15,6289	124,67	60,087	0,0919	0,0708
0,9586	14,6469	124,52	60,121	0,1066	0,0698
1,3269	13,8841	124,56	60,121	0,1019	0,0711
1,8752	12,7481	124,07	60,192	0,0969	0,0705
2,3465	11,7767	125,00	60,004	0,0724	0,0761
2,7528	10,9302				
Naphtalin in Äthyläther.					
0,2990	9,3483	114,3	103,4	0,011	0,165
0,5704	9,0432	115,8	103,0	0,038	0,157
0,8931	8,6813	117,1	103,13	0,002	0,166
1,1985	8,3346	117,43	103,08	0,070	0,157
1,5679	7,9134	117,43	103,08	0,038	0,160
1,8511	7,5905				

Was die Genauigkeit anlangt, welche die berechneten φ und $d\varphi$ beanspruchen dürfen, so sei bemerkt, daß ein Fehler in m_s von beispielsweise 0,1 Proz. in φ_s als ein Fehler von 0,2—0,5 Proz. erscheint, je nach der Konzentration, für welche gerade die Rechnung durchgeführt wird. Weit ungünstiger liegen die Verhältnisse für $d\varphi$; hier kann ein Fehler von 0,5 Proz. in $d\varphi$ als solcher von 12 Proz. in $d\varphi_s$ wiederkehren. Es sind nun aber derartige Fehler bei den Messungen der Dichte und Wärmeausdehnung der hier behandelten Lösungen mit Lösungsmitteln von hohem Dampfdruck und großer Wärmeausdehnung nicht ausgeschlossen.¹⁾ Sieht man von den $d\varphi_s$ für die Ätherlösungen ab, so wird man die Übereinstimmung der Werte für jedes Lösungsmittel unter sich als recht befriedigend bezeichnen dürfen.

Um das im weiteren nötige Molekularvolum des festen Naphtalins zu bestimmen, wurde dessen Dichte nach der Schwebemethode in Kochsalzlösungen bei 22° ermittelt. Sie ist bezogen auf Wasser von 4° gleich 1,168. Man wird also für 18° 1,170 annehmen dürfen. [Der in der Literatur meist aufgeführte Wert 1,145 ist nicht unwesentlich kleiner. In Kochsalzlösung von dieser Dichte schwimmen aber *vollkommen luftfreie* Naphtalinpartikeln stets.] Aus dieser Dichte erhält man das Molekularvolumen des festen Naphtalins zu 109,4, also bedeutend kleiner als hier in den Lösungen. Berücksichtigt man aber die *Volumkontraktion*, die Naphtalin beim Festwerden wohl infolge der Kristallisation zeigt, so erhält man ein vollkommen anderes Resultat. Die Volumkontraktion hat A. Heydweiller bestimmt, indem er das Volum von festem und unterkühltem flüssigen Naphtalin bei der gleichen Temperatur maß und auf die Erstarrungstemperatur graphisch extrapolierte.²⁾ Sie beträgt im Mittel 15,0 Proz. des Volums des schmelzenden Naphtalins.

Denkt man sich das Naphtalin bei 18° gleichsam *ohne Temperaturerhöhung* geschmolzen, indem man seinem Molekularvolum eine der Kristallisationskontraktion entsprechende Ver-

1) Vgl. die Schätzung der Beobachtungsfehler; Boltzmann-Festschrift p. 698 u. 704. 1904.

2) A. Heydweiller, Wied. Ann. 61. p. 538. 1897.

größerung erteilt, so erhält man als Molekularvolum Φ'_s der so verflüssigten Phase 125,7, also einen Wert, der nicht wesentlich größer ist, als die in Chloroform, Schwefelkohlenstoff und Toluol gefundenen. Gleichwohl sind diese merklich und wohl auch verbürgt kleiner als Φ'_s , bis zu gut 2 Proz. bei Toluol und Chloroform. Die gute Übereinstimmung, die bei Toluol $\pm 0,10$ Proz., bei Chloroform $\pm 0,09$ und bei Schwefelkohlenstoff $\pm 0,16$ Proz. beträgt, spricht dafür, daß es sich hier um Volumverhältnisse handelt, bei denen eine wenn auch geringe Kontraktion eintritt, und zwar scheint diese sich wesentlich auf das Naphtalin und nicht auf die Lösungsmittel zu erstrecken; denn die φ_w weichen von den Φ_w der reinen Stoffe nicht weiter ab, als die Fehlergrenzen gestatten. — Auch die $d\varphi_w$ sind von den $d\varphi$ der reinen Lösungsmittel wenig verschieden.

Wesentlich anders liegen die Verhältnisse bei Äthyläther; hier nimmt φ_s mit wachsender Verdünnung ab und ist auch bei stärkeren Konzentrationen viel kleiner als bei den anderen Lösungsmitteln. Ein ausgesprochener Gang in φ_w ist nicht nachgewiesen, wohl aber ist hier φ_w von Φ_w merklich — im Mittel 0,3 Proz. — verschieden. Auf die $d\varphi$ ist hier weniger Gewicht zu legen, da die benutzten dv weniger genau sind und graphisch ausgeglichen werden mußten. Gleichwohl erkennt man, daß der Mittelwert für $d\varphi_s$ hier sehr abweicht von den für die drei anderen Lösungsmitteln gefundenen. — Jedenfalls geht aus allem hervor, daß bei Äther die Verhältnisse bei weitem nicht so einfach liegen, wie bei den drei zuerst behandelten Lösungsmitteln und daß die Lösungen von Naphtalin in Äther schon eher an die von schwach dissoziierten Salzen oder Säuren in Wasser erinnern.

Für die Wärmeausdehnung des festen Naphtalins war mir in der Literatur kein Wert zugänglich. Es wurde deshalb eine wenn auch nur angenäherte Bestimmung ausgeführt. Versuche nach der Methode des Auftriebes in Wasser führten nicht zu einem befriedigenden Resultate, da es nicht gelang, größere Stücke bez. Mengen festen Naphtalins unter Wasser ohne Verluste vollkommen luftfrei zu erhalten. Es wurde darum die Längenausdehnung eines 25 cm langen Stabes aus Naphtalin mit Spiegel und Skala gemessen. Die fünf endgültigen Einzel-

werte weichen im Maximum nur um 4 Proz. voneinander ab, der Mittelwert hat also für die vorliegenden Zwecke ausreichende Genauigkeit. Der Längenausdehnungskoeffizient zwischen 15° und 34° ist gleich 0,0000516, also die Volumenausdehnung 0,000 155. Für festes kristallinisches Naphtalin ist also $d\varphi_s = 0,017$. Legt man Φ_s' mit 125,7 zugrunde, so kommt man auf 0,019. Am nächsten kommt von den in den Lösungen gefundenen $d\varphi_s$ diesem Werte der in Äther, doch sind — wie schon erwähnt — die zugrunde liegenden $d\nu$ -Werte zu ungenau, als daß man hieran weitere Schlüsse knüpfen dürfte. Die aus den besseren $d\nu$ -Werten in Toluol, Chloroform und Schwefelkohlenstoff gewonnenen $d\varphi_s$ liegen weit höher, aber andererseits sehr nahe bei den für flüssiges reines Naphtalin sich ergebenden Werten der Wärmeausdehnung. Aus den Angaben von Heydweiller, Kopp, Lossen und Zander¹⁾ erhält man im Mittel, indem man $\varphi_s = 124$ zugrunde legt, für das Intervall $80-100^{\circ}$ $d\varphi_{\text{flüssig}} = 0,095$ (etwa).

Eine Übersicht der aus Tab. I folgenden Mittelwerte gibt Tab. II.

Tabelle II.

Mittelwerte.

	φ_s	Φ_s'	$d\varphi_s$	$d\varphi_{\text{FL}}$		φ_w	Φ_w	$d\varphi_w$	$d\varphi_{\text{rein}}$
Naphtalin	123,46	125,7	0,0883	0,095	Tol.	106,17	106,18	0,1129	0,1134
	123,49	125,7	0,0889	0,095	Chlf.	80,65	80,69	0,1010	0,1021
	124,56	125,7	0,0939	0,095	CS ₂	60,105	60,106	0,0716	0,0703
	114,3	125,7	0,03	0,095	Äth.	103,1	103,40	0,161	0,1652
	bis 117,4								

Zusammenfassung. In Chloroform, Toluol und Schwefelkohlenstoff gelöstes Naphtalin zeigt Volumverhältnisse, als wäre es bei niederer Temperatur verflüssigt; die Volumina sind in bezug auf gelösten Körper wie auf Lösungsmittel wesentlich additiv und unabhängig von der Konzentration, wie auch früher die spezifischen Wärmen, aus denen der betreffenden Substanzen

1) A. Heydweiller, Wied. Ann. 61. p. 537. 1897; Kopp, Lossen u. Zander nach: Tabellen von Landolt u. Börnstein, 2. Aufl. p. 107. 1894.

sich nahezu additiv berechnen ließen, und die Lösungswärme unabhängig von der Konzentration und bei Schwefelkohlenstoff und Toluol nahe gleich der Schmelzwärme gefunden wurde.¹⁾ Im Gegensatz steht das Verhalten in Äther; diese Lösungen haben — analog hierzu — von der Konzentration abhängige Lösungswärmen und höhere spezifische Wärmen als den additiv berechneten Werten entspricht.

Darmstadt, Technische Hochschule.

1) C. Forch, *Ann. d. Phys.* **12.** p. 209 u. 216. 1903.

(Eingegangen 17. Juli 1905.)

**15. Zur Bestimmung der Gefrierpunkte
verdünnter Lösungen**
(Antwort an Hrn. Meyer-Wildermann);
von W. Nernst und H. Hausrath.

Im Jahre 1894 hat der eine von uns¹⁾ eine Theorie über die Einstellung des Gefrierpunktes verdünnter Lösungen entwickelt, durch welche gewisse Fehlerquellen, die den meisten älteren Bestimmungen anhafteten, aufgedeckt wurden und eine sichere Bestimmung von Gefrierpunkten verdünnter Lösungen wohl erst möglich wurde. Die insbesondere von Abegg²⁾ ausgeführten Versuche, welche die Theorie vollkommen bestätigten, wurden später von Hausrath³⁾ mit gleichem Ergebnis unter Anwendung von Thermoelementen wiederholt, welche die Schmelz- und Gefriergeschwindigkeit in nächster Nähe des Gleichgewichtes zu messen erlaubten. In einer seiner Arbeit vorangeschickten Übersicht über die bis dahin angewandten Methoden wurde der inzwischen von Hrn. Meyer-Wildermann⁴⁾ gemachte Anspruch, erst die richtige, von der Nernst'schen abweichende theoretische Grundlage für einwandfreie Gefrierpunktsbestimmungen gegeben zu haben, und seine Kritik der Nernst-Abegg'schen Messungen zurückgewiesen.

Auf diesen Gegenstand kommt Hr. Meyer-Wildermann in einer kürzlich in diesen Annalen erschienenen Notiz⁵⁾ zurück. Da dieselbe durchaus nichts Neues erbringt, sondern rein polemischen Charakters ist, so glauben wir uns in der Erwiderung der Angriffe, deren Form wir durchaus dem Urteil des Lesers überlassen möchten, möglichst kurz fassen zu sollen.

1) W. Nernst u. R. Abegg, Zeitschr. f. physik. Chem. 15. p. 681. 1894.

2) R. Abegg, Zeitschr. f. physik. Chem. 20. p. 220—221. 1896.

3) H. Hausrath, Ann. d. Phys. 9. p. 522. 1902.

4) Meyer-Wildermann, Zeitschr. f. physik. Chem. 30. p. 359. 1899; 32. p. 288. 1900.

5) Meyer-Wildermann, Ann. d. Phys. 16. p. 410. 1905.

Hr. Meyer-Wildermann schreibt mit Beziehung auf eine Bemerkung des einen von uns¹⁾, wonach die Geschwindigkeitskonstante für den Schmelz- und Gefrierprozeß als die gleiche angenommen wurde: „Es ist natürlich leicht für Hrn. Hausrath, uns jetzt mitzuteilen, daß auch Nernst seine Gleichung für beide Reaktionen, Eisschmelzen und Eisausscheidung, anwandte und nur die (unberechtigte) Annahme machte, daß beide Reaktionen dieselbe Konstante besitzen“; er behauptet ferner: „Mit keinem einzigen Wort wird von Nernst und Abegg weder im theoretischen, noch im experimentellen Teile Eisausscheidung erwähnt.“

Dem gegenüber ist zu bemerken, daß die von Nernst gegebene Gleichung (l. c. p. 682)

$$(1) \quad dt = K(T_0 - t) dz,$$

wie es ja ganz selbstverständlich ist, in der Nähe des Gleichgewichtes, wenn überhaupt, offenbar auf beide entgegengesetzte Reaktionen anwendbar sein muß. Zum Überfluß heißt es aber in den einleitenden Bemerkungen zur Begründung obiger Gleichung: „Dann wird sich t in dem Sinne ändern, daß es sich T_0 nähert, indem entweder festes Lösungsmittel schmilzt oder ausfriert und die damit verbundene Absorption oder Entwicklung von Wärme die Temperatur der Flüssigkeit erniedrigt oder erhöht, je nachdem t über oder unter T_0 liegt.“

Wenn Hr. Meyer-Wildermann ferner bemerkt: „Es ist mir unverständlich, wie Hr. Hausrath jetzt wissen kann, was Hr. Nernst 8 Jahre zurückdachte, aber nicht mitteilte, und wie er über Experimente über Eisausscheidung jetzt berichten kann, die 8 Jahre zurück von Hrn. Abegg ausgeführt werden sollten, die zur Zeit aber von Hrn. Abegg nirgends erwähnt wurden“, so ist hiergegen wiederum zu bemerken, daß in der erwähnten Arbeit von Nernst und Abegg ausführlich Versuche mitgeteilt wurden, bei denen das Gleichgewicht bald von der einen, bald von der anderen Seite erreicht wurde (p. 689 und 690), bei denen es sich also bald um Abscheidung, bald um Auflösung von Eis handelte.

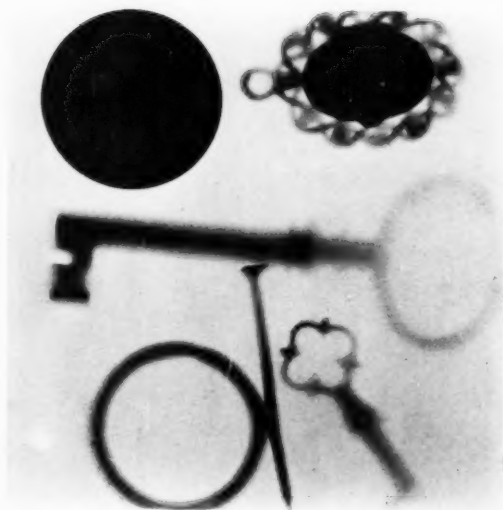
Angesichts der obigen Zitate können wir uns nur fragen,

1) H. Hausrath, l. c. p. 525.

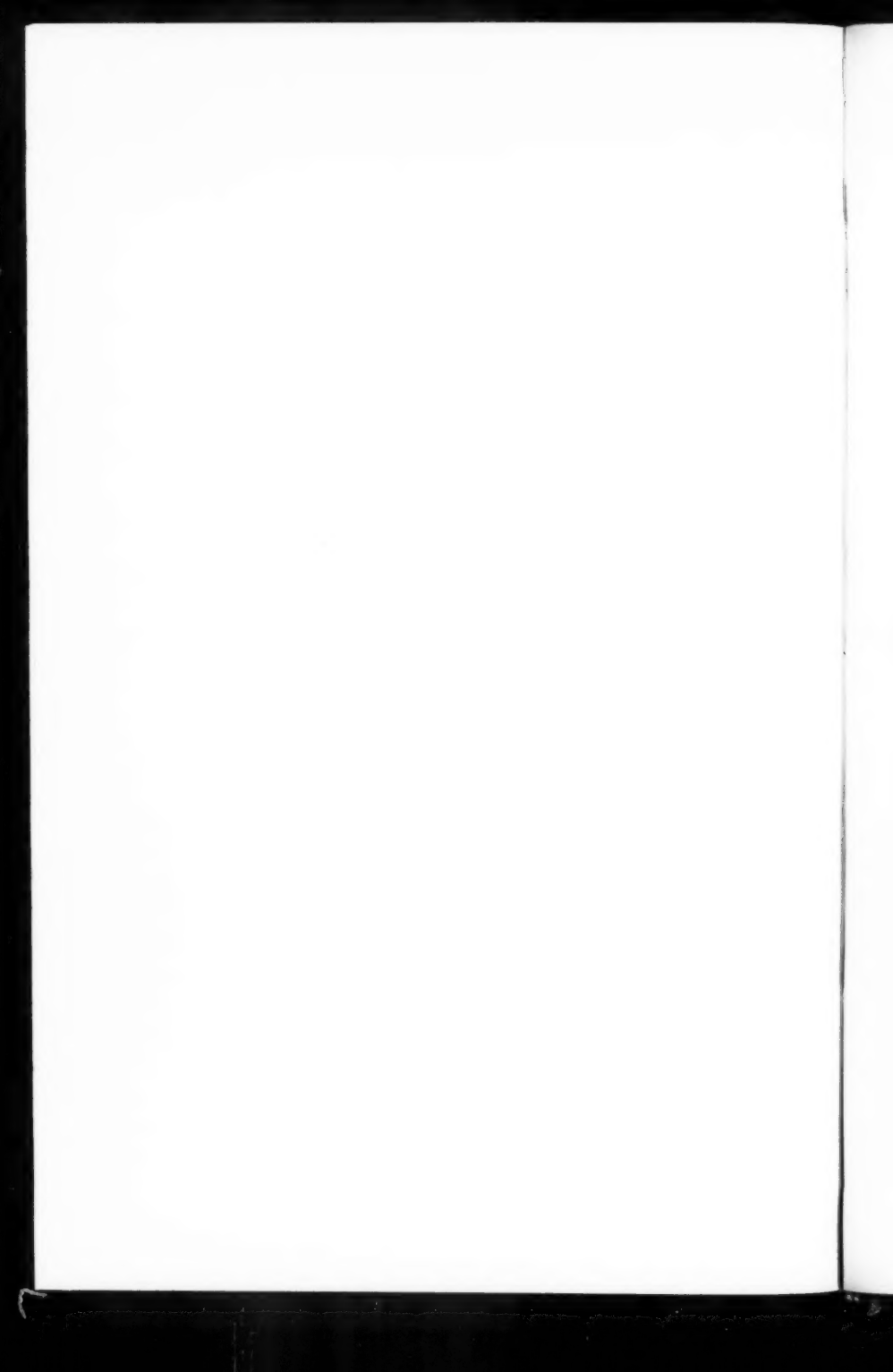
ob denn Hr. Wildermann die Arbeit von Nernst und Abegg, gegen die er sich wendet, überhaupt ernstlich gelesen hat. Unter solchen Umständen sehen wir auch keine Veranlassung, hier auf die oben erwähnte Arbeit von Hrn. Wildermann einzugehen, deren Titel (wörtlich) lautet: „Über die Geschwindigkeit der Reaktion vor vollständigem Gleichgewichte und vor dem Übergangspunkte. Der wahre Sinn des Gesetzes des chemischen Gleichgewichtes heterogener Systeme. Das Gesetz der chemischen Reaktionsgeschwindigkeit in heterogenen Systemen etc.“, zumal diese Arbeit, soweit wir sehen, völlig ohne Einfluß auf unsere Anschauungen über die darin behandelten Fragen geblieben ist. Wir lehnen es daher auch ab, um die Fortsetzung einer offenbar zwecklosen und unfruchtbaren Polemik zu vermeiden, auf die sonstigen Einwände des Hrn. Meyer-Wildermann gegen die Zulässigkeit der Formel (1) wie auch gegen Hausraths Versuche und Methoden einzugehen. Dies können wir um so mehr, als auch Raoult¹⁾, der berufene Altmeister der Kryoskopie, seine letzte Arbeit über diesen Gegenstand der Ausarbeitung einer neuen, 'sinnreichen Methode widmete zu dem von ihm ausführlich dargelegten Zweck, eine sichere Einhaltung der durch die Nernst'sche Theorie vorgezeichneten Versuchsbedingungen zu ermöglichen. Andererseits hat das von Hrn. Meyer-Wildermann bemängelte Meßprinzip, wie die Versuche von Hausrath zeigen, eine Ausdehnung kryoskopischer Untersuchungen auf mindestens die zehnfachen der bisher erreichten Verdünnungen gebracht.

1) F. M. Raoult, Zeitschr. f. physik. Chem. 27. p. 633. 1898.

(Eingegangen 22. Juli 1905.)



G. W. A. Kahlbaum.



Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

Adreßbuch

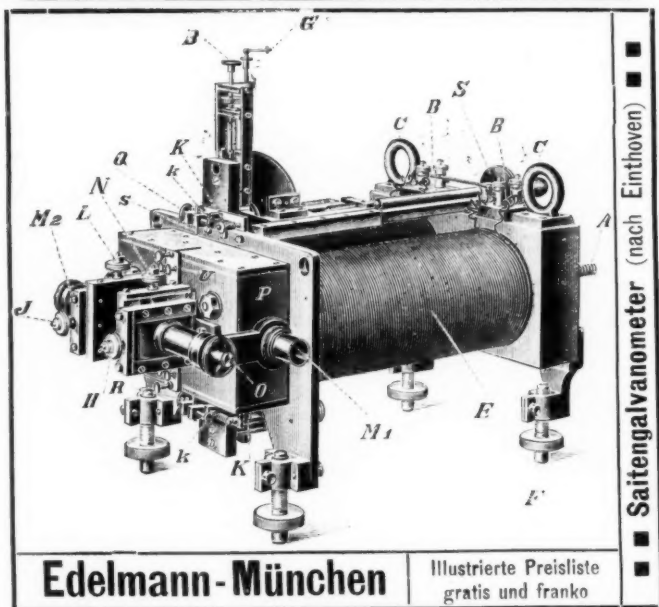
der lebenden Physiker, Mathematiker und Astronomen
des In- und Auslandes
und der technischen Hilfskräfte.

Zusammengestellt von **Friedrich Strobel**, Buchhändler in Jena.

X, 258 Seiten. 1905. M. 7.—, kartoniert M. 7.60.

Die Herausgabe des vorliegenden Adreßbuches bedarf wohl keiner besonderen Begründung; tatsächlich ist auch das Bedürfnis nach einer solchen Zusammenstellung schon vor dem Ende des abgelaufenen Jahrhunderts vielfach geäußert worden. Um demselben zu entsprechen, wurde nach langen Vorarbeiten dieses Buch von dem Buchhändler Strobel in Jena zusammengestellt.

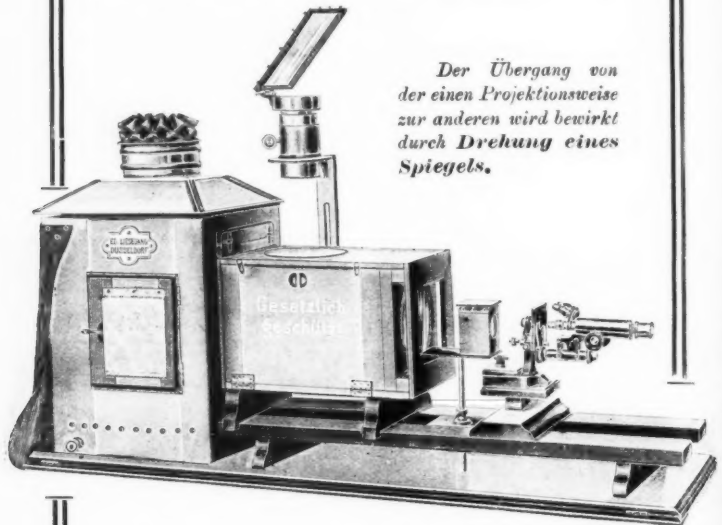
Auf die Zuverlässigkeit der Adressen ist die größte Sorgfalt verwendet worden; nur authentische Quellen aus den letzten drei Jahren wurden benutzt und außerdem an jede Adresse ein Korrekturabzug mit der Bitte um Bestätigung oder Berichtigung gesandt. Alle daraufhin eingelaufenen Antworten sind sorgfältig benützt worden.



Universal-Projektions-Apparat

Ed. Liesegang, Düsseldorf.

Eingerichtet für die Projektion von Glasdiapositiven, Experimenten (horizontal und vertikal), undurchsichtigen Gegenständen (episkopische Projektion), mikroskopische Projektion, ferner für Versuche mit parallelem Lichtstrahlenbündel.



Der Übergang von der einen Projektionsweise zur anderen wird bewirkt durch Drehung eines Spiegels.

Unser

Universal-Projektions-Apparat

ermöglicht es, horizontal und vertikal angeordnete Experimente, Abbildungen aus Büchern, Glasdiapositive, undurchsichtige Gegenstände in beliebiger Reihenfolge zu projizieren, ohne Pause zwischen den einzelnen Darstellungen.

Näheres finden Sie in Liste Nr. 86.

ED. LIESEGANG,

Düsseldorf a. Rh.,

Vollmerswertherstrasse.

== Werkstätten ==

für

Projektions-Apparate.

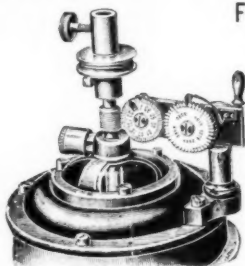
Gegründet 1854.

Leppin & Masche

Berlin SO.

Engelufer 17.

Fabrik wissenschaftlicher Instrumente.



Elektrische Centrifugal-
maschine mit regulierbarer
Tourenzahl, D.R.G.M. . . M. 185.—
Zählwerk dazu, mehr . . „ 30.—

Athen 1904: „Goldene Medaille“.

St. Louis 1904: „Grand Prix“.

RICHARD MÜLLER-URI, Braunschweig,

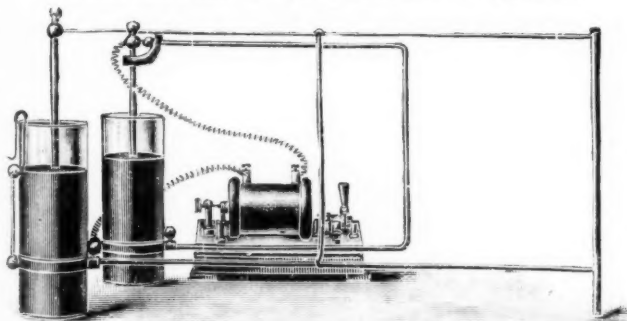
neben der Techn. Hochschule.

Neueste glastechnische Constructionen. Quecksilber-Bogenlampen. Queck-
silberlicht-Röhren. Lichtelektrische Apparate. Thermometer für flüssige Luft.
Elektroskope. Braun'sche Röhren. Stromdemonstrationsapparat D. R. G. M.
Wärmeleitungsapparat D. R. G. M. Original-Vacuumscale etc. etc.

Paul Gebhardt Söhne Mechaniker und Optiker

Berlin C., Neue Schönhauserstr. 6

Fabrikanten physikalischer Apparate



Demonstrationsapparate aller Fächer. Apparate nach Lodge, Tesla und Hertz.
Einfache Instrumentarien zur Demonstration stehender elektrischer Wellen und der
singenden Bogenlampe. Gangbares Modell des Kontrollers b. elektr. Straßenbahnen.

Neueste Preisliste 16 mit

ca. 4000 Nummern und ca. 1900 Illustrationen gratis und franko.

Grand Prix und Gold. Medaille Weltausstellung St. Louis 1904.

Ehrhardt & Metzger Nachf. (Inhaber: K. Friedrichs.)

— Darmstadt. —

Fabrik und Lager chemischer, elektrochemischer und physikalischer Apparate und Gerätschaften.

Komplette Einrichtungen chemischer und physikalischer Laboratorien. Mikroskopische Utensilien. Sterilisierungsapparate. Brutschränke. Resistenzglas. Weber'sches Glas. Jenaer und Böhmisches Glaswaren.

Spezialapparate für Elektrochemie und Physik.

Mechanische Werkstätten. Tischlerei.

Chemikalien erster Firmen zu Originalpreisen.

Vielfache Auszeichnungen. — Export nach allen Weltteilen.

Otto Wolff, Werkstatt für elektrische Messinstrumente.

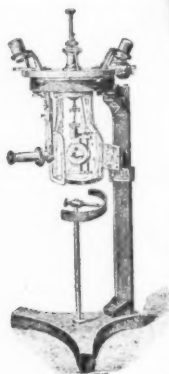
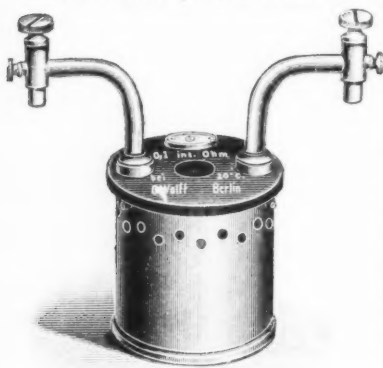
Berlin W., Carlsbad 15.

Spezialität seit 1890

Präzisions-Widerstände a. Manganin
nach der Methode
der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.
(Vergl. Zeitschrift für Instrumentenkunde,
Juli 1889, Januar 1890, Nov.-Dezember 1895.)

Normal-Widerstände von 0,0001—100000 Ohm.
— Abzweig-Widerstände von 1—0,00001 Ohm mit
Petroleum- oder Luftkühlung, für Strommes-
sung bis 5000 Amp. — Rheostaten, Wheatstone'sche
Brücken, Thomson'sche Doppelbrücken für alle
Messbereiche, mit Stöpsel- oder Kurbelschalt-
ung, in jeder gewünschten Ausführung. —
Kompensations-Apparate für genaue Spannungs-
messung in 6 Modellen. — Normal-Elemente,
beglaubigt von der Physik.-Techn. Reichs-
anstalt. — Sämtliche Widerstände auf Wunsch
als Präzisionswiderstände beglaubigt. — Ver-
kaufslager von Manganin-Draht und -Blech
von der Isabellenhütte in Dillenburg.

— Illustrierte Preisliste. —



W. APEL, Universitäts-Mechaniker, Inh. DR. M. APEL.

Geschäftsgründung 1808. **Göttingen.** Geschäftsgründung 1808.

Chemische und physikalische Apparate.

— Spezialität: —

Rauchgasapparate, Calorimeter zur
Bestimmung des Brennwertes der verschiedenen
Brennstoffe und von Gasen, nach Ferd. Fischer.
Thermometer nach Ferd. Fischer. (Taschen-
buch für Feuerungstechniker.)

Apparat z. Bestimmung d. Dielektricitätsconstanten
nach Nernst. (Zeitschr. f. physik. Chemie. XIV, 4.)

Totalreflectometer nach Kohlrausch.

Demonstrationsapparate n. Behrendsen
und Grimsehl.

Krystallmodelle aus Holz und Glastafeln
nach Klein, Naumann und Rose.

Milchprüfungsbestecke nach Tollens.

Gülcher's Thermosäulen mit Gasheizung.

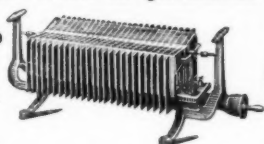
Vorteilhafter Ersatz für galvanische Elemente.

Konstante
elektromotorische
Kraft.

Geringer Gasverbrauch.

Hoher Nutzeffekt.

Alleiniger Fabrikant: Julius Pintsch, Berlin O., Andreasstr. 72/73.



Keine Dämpfe
kein Geruch.

Keine Polarisation, da-
her keine Erschöpfung.

Betriebsstörungen
ausgeschlossen.



Selen- Zellen und -Apparate

für

Telephonie ohne Draht



sowie sämtliche electrophysikalische Demonstrations-Apparate liefern

CLAUSEN & v. BRONK, Berlin SO. 26,
Reichenbergerstr. 36.

Man verlange gratis und franco illustr. Preisliste.

Fabrik-  Marke.



Welt-
ausstellung
St. Louis
höchste
Auszeichnung
Grand Prix.

Emil Gundelach,

Gehlberg in Thüringen.

Glasgeräte und Apparate

für

wissenschaftlichen und technischen Gebrauch.

= Glasröhren. =

Elektrische Vakuum-Röhren

nach Geißler, Crookes,
Puluj, Tesla, Moore usw.



Röntgen-Röhren.

(Bis jetzt über 43000 Röntgen-Röhren geliefert.)

Die Firma besteht seit 1852.

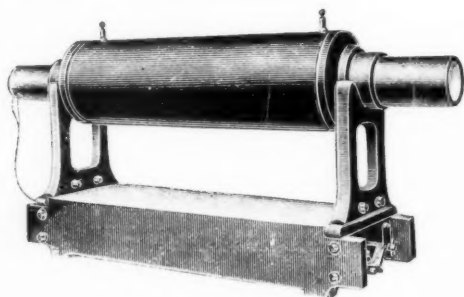
A.E.G.-Funken-Induktoren

für jede gewünschte Funkenlänge.

Quecksilber-Turbinen-Unterbrecher

für Gleichstrom

mit veränderlicher Unterbrechungszahl.



Funken-Induktor.

Quecksilber-Turbinen-Unterbrecher

für Wechselstrom mit Synchronismus-Anzeiger.

Der Apparat kann als **Wechselstrom-Gleichstrom-Umformer** benutzt werden, zum Laden von Akkumulatoren aus Wechselstromnetzen usw.

Röntgen-Röhren.

Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft
BERLIN.

Dr. Schleussner's Trockenplatten

erfreuen sich auch in wissenschaftlichen Kreisen wegen ihrer hohen **Empfindlichkeit** und **Gleichmässigkeit** einer allgemeinen Beliebtheit.

Spezialitäten: Momentplatten für Astronomische und Röntgen-aufnahmen, für Aufnahmen fliegender Geschosse, **Microphotographie** und **Spectralphotographie**. — **Orthochromatische Platten**, **Abzieh-platten** für Lichtdruck, Celluloïdfolien. — **Rollfilms** für Tageslicht-cameras.

Trockenplattenfabrik a. Actien

Dr. C. Schleussner, Aktiengesellschaft in Frankfurt a. M.

Koch & Sterzel, Fabrik elektrischer Apparate

Dresden-A.,

Zwickauerstrasse 42



Resonanz-Transformatoren (Funken-Transformatoren)

(s. Annalen IV. Folge, Band 14.)

Laboratoriums-Transformatoren m. vielfach. Spannungsunterteilung f. alle Nieder- u. Hochspannungen bis 200 000 Volt. Hochspannungs-Gleichrichter. Funkeninduktoren bis 150 cm Schlagweite. Komplette Röntgen-Einrichtungen. Wechselstrom-Gleichrichter System Koch.



Doppelwandige Glasgefäße, Pentanthermometer

bis — 200° C. zur flüssigen Luft,

Quecksilberluftpumpen, Röntgenröhren, ff. Glas-schläffe, Marconiröhren usw.

St. Louis 1904

empfehlen

Goldene Medaille.

R. Burger & Co., Berlin N. 4, Chausseestr. 2 E.



Präcisions-Uhr- und Laufwerke.

sowie Räder, Triebe, Zeigerwellen, schräge Triebe und Zahnstangen

fertigt als Specialität

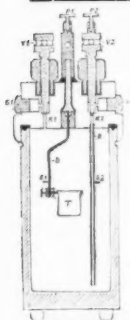
OTTO LINDIG, Glashütte, Sa.

Günther & Tegetmeyer, Braunschweig.

Werkstatt für wissenschaftliche und technische Präzisions-Instrumente.

Weltausstellung St. Louis 1904 Goldene Medaille.

Transportable Apparate zur Beobachtung der atmosphärischen Elektrizität nach **Exner**. Elektroskope mit innerer Isolation aus Bernstein, Natriumtrocknung und Einrichtung zum parallaxenfreien Ablesen (D.R.G.M.). Apparate zur Messung der Elektrizitätszerstreuung in der Luft. Zambonische Säulen. Hochspannungs-Trockensäulen (D.R.G.M.). Instrumentarien zur Bestimmung der Radioaktivität von Luft- und Bodenproben. Quadrantenelektrometer. Aktinometer (Neukonstruktion). Wasserstrahlduplikatoren nach **Elster** und **Geitel**. Hochspannungselektroskope (**Braunsch's** Prinzip) mit innerer Isolation und Natriumtrocknung nach **Elster** und **Geitel**. Transportable Elektronen-Aspirationsapparate nach **Ebert** nebst Zusatzkondensatoren zur Bestimmung der Ionengeschwindigkeiten und des elektrischen Leitvermögens der Luft nach der Methode **Mache**. Kondensatoren nach **Harms** zur Bestimmung der Kapazitäten von Elektrometern.



Julius Peters, Berlin NW. 21, Thurmstr. 4. Polarisations-Apparate

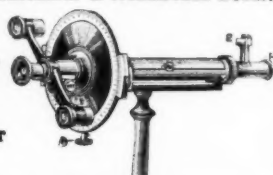
in allen Konstruktionen für wissenschaftl. u. technischen Bedarf.

Neu!

Neu!

Calorimeter

nach Berthelot-Mahler,
verbessert nach Dr. Kröcker
(gesetzlich geschützt).



Alt, Eberhardt & Jäger, Ilmenau i. Th.

Eigene Hohlglashütte, Lampenbläsereien,
Glasschleifereien, Holzwarenfabrik, Thermometerfabriken,
Präzisions-mechanische Werkstatt, Klempnerei, Schriftflaschen-
malerei und Emailleanstalt.



Glasapparate, Instrumente und Utensilien für
wissenschaftlichen Gebrauch und in jeder
Ausführung. Hohlglas aller Art.

Einrichtung für Laboratorien an Lehr-
anstalten, Universitäten usw.

Elektrolytische Apparate für Demonstrations-
und praktischen Gebrauch.

Elektrische Röhren jeder Art, auch nach be-
sonderen Angaben. Dewargefäße. Apparate
für Pflanzenphysiologie.

Standgefäße aller Art für Präparate usw.

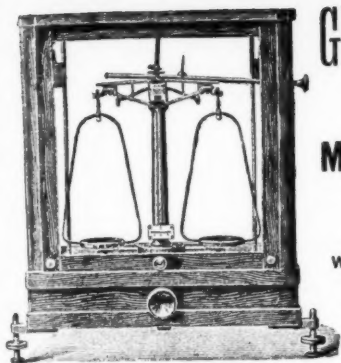
Chemische Thermometer, tief- u. hochgradig
(bis 550° C.), Ia. fein gekühlt, a. widerstands-
fähigem, weißbelegtem Glase, gut ablesbar.

Thermometer aller Art und für jeden Zweck.

Glasgefäße aus Spiegelglas für mikroskopischen,
spektralanalytischen und speziellen Gebrauch,
widerstandsfähig gegen Wasser, Alkohol und Säuren.
Gewissenhafte Anfertigung. Nachprüfung im eigenen Laboratorium.

400 Arbeiter.

Glasapparate, Glaskörper, Glasplatten usw.
nach besonderen Angaben.



GEORG WESTPHAL,
Celle (Hannover).

Mechanisches Institut
(gegründet 1860).

Wagen und Gewichte für
wissenschaftliche, chemische und
technische Zwecke

in vorzüglicher Ausführung und
allen Preislagen.

Wegelin & Hübner, A.-G., Halle (Saale)

Maschinenfabrik und Eisengießerei

liefern in vorzüglichster Ausführung:

Gestelle für den Halbring-Elektromagnet

nach Dubois, konstruiert von **Professor Dr. Dorn** in **Halle**,

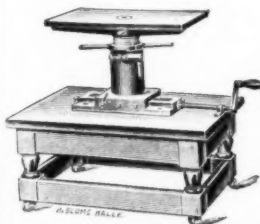
auf fahrbarem Eichenholztisch.

Ermöglichen feine Einstellung
horizontal u. vertikal, sowie Drehung
des Magneten um eine Vertikalachse.

Besonders zweckmäßig für magneto-
optische Beobachtungen.

Weiter: Filterpressen, Extraktions-
Apparate, hydraulische Pressen und
Eismaschinen für Laboratorien.

Offerten auf gefl. Anfrage.



Neu!

Man verlange gratis und franko
die illustrierte Spezialliste über

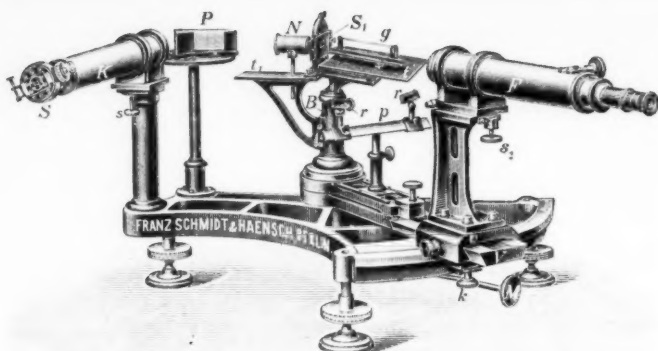
Glimmlicht-

nach Dr. E. Gehrcke.

Oscillograph

System Ruhmer. D.R.P.

Ruhmer. Physikalisches Laboratorium. Berlin S.W. 48



Interferenzspektroskop n. Lummer-Gehrcke, geliefert an die Physik.-techn. Reichsanstalt.

Neue optische Spezialinstrumente

empfehlen

Franz Schmidt & Haensch, Berlin S. 42,
Prinzessinnenstraße 16.

==== **Preislisten kostenlos.** =====

STRASSER & ROHDE, Glashütte i. S.

Werkstätten f. Präzisionsuhrmacherei
und Feinmechanik. Gegründet 1875.

Weltausstellung Paris 1900 Goldene Medaille.
Deutsche Städteausstellung Dresden 1903 I. Preis.

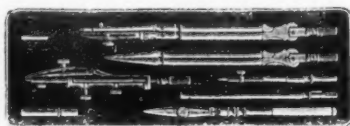
Spezialität: **Präzisionspendeluhren.**



Ausführung von **Uhrwerken u. Apparaten**
für wissenschaftliche und technische Zwecke.
Mikrometertaster $\frac{1}{100}$ — $\frac{1}{1000}$ mm direkt, Ables.

Verlag von Joh. Ambr. Barth in Leipzig.

**Gibbs, J. Willard, Elementare
Grundlagen der statistischen
Mechanik,** entwickelt besonders
im Hinblick auf eine rationelle
Begründung der Thermodynamik.
Deutsch bearbeitet von
Dr. Ernst Zermelo (Privat-
dozent an der Universität
Göttingen). 8^o. XVI u. 216 S.
broch. Mk. 10.—, geb. Mk. 11.—



Grand Prix: Paris 1900
St. Louis 1904

Illustrierte Preislisten gratis.

Präzisions- Reisszeuge Astronomische Uhren, Compensationspendel. **Clemens Riefler**

Fabrik mathemat. Instrumente
Nesselwang u. München.
Gegründet 1841.

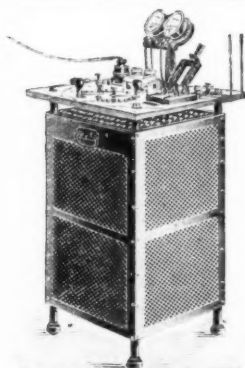
Ferdinand Ernecke

Mechanische Präzisions-Werkstätten

Hoflieferant Sr. Majestät des Deutschen Kaisers.

Berlin-Tempelhof,

== Ringbahnstraße 4. ==



Einrichtungen vollständiger
physikalischer und chemischer
Kabinette und Laboratorien.

Kostenanschläge auf Wunsch.

Physikalische

Apparate.

Projektions-Apparate.

■ **Neu!** ■

Differential- und Doppel-
Thermoskop nach Kolbe.

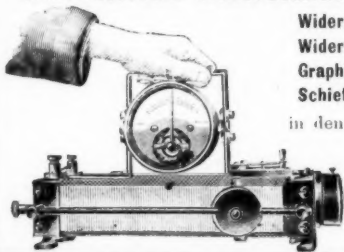
Universal-Schul-Projektions-Apparat Type „NOR“.

Langjährige Spezialität: Starkstromschalttafeln u. fahrbare Schalttische
für Stromstärke und Spannungsregulierung.

Die **Elektr.-Gesellschaft Gebr. Ruhstrat, Göttingen**

fabriziert als Spezialität:

Laboratorium-Widerstände und Meßapparate.



Widerstände für Projektionslampen,
Widerstände für Theaterbeleuchtung,
Graphit- und Glimmer-Widerstände,
Schiefer- und Porzellan-Widerstände

in den verschiedensten Ausführungen
für alle Zwecke.

Tausende im Gebrauch.

Man verlange Preislisten und
Spezialofferten.

F. Sartorius, Göttingen.

Mechanische Werkstätten zu Göttingen und Rauschenwasser.

Waagen und Gewichte

für wissenschaftliche, chemische und technische Zwecke.

== Specialität: ==

Analysenwaagen

nur eigener bewährtester Construction.

Man verlange ausdrücklich Original-Sartorius-Waagen, da Nachahmungen in den Handel gebracht werden.



Sartorius' neuer Wärmekasten

zum Brüten von Bacillen und zum Einbetten mikroskopischer Präparate in Paraffin für beliebiges Heizmaterial, unabhängig von Gasleitung, mit vielfach prämiirter Wärmeregulirung.

Patentirt in Deutschland, England, Belgien, Oesterreich-Ungarn etc.

Auf allen beschickten Ausstellungen prämiirt, zuletzt Weltausstellung Brüssel, Diplom d'honneur und Preis 500 Frs., für beste Construction in Feinwaagen.

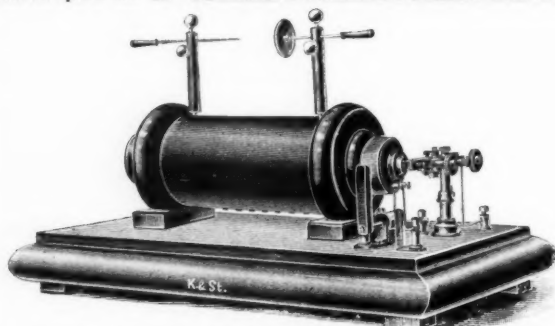
Kataloge in 3 Sprachen gratis und franco.

— Vertreter in allen Ländern. —

KRÖPLIN & STRECKER,

Hamburg-Altona, am neuen Pferdemarkt

bauen als Specialität: **Funkeninduktoren**



ferner: Demonstrationsapparate für Universitäten und Schulen.
Tesla-Apparate. Röntgen-Apparate. Apparate nach Hertz, Lodge und Lecher.

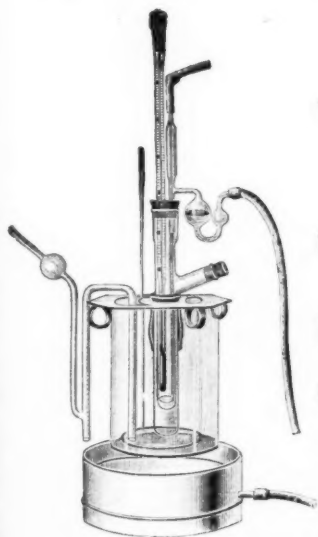
Stationen für Funken-Telegraphie.

Messinstrumente. Zündinductoren. Technische Artikel für Industrie und Sport.
Funkenvisierung.

Ausarbeitung und Fabrikation von Neuheiten.

A. Haak, Jena.

Glastechnische Werkstätten.



Thermometer

für

Wissenschaft und Technik,

von -200 bis $+575^{\circ}$.

Barometer

mit constantem Nullpunkt,

eigene Construction.

Elektrische Apparate u. Röhren

nach

Geissler, Crookes, Hittorff, Röntgen,
Puluj, Hertz, Lenard.

Volumetrische Messinstrumente.

Illustrirte Preislisen zu Diensten.

KEISER & SCHMIDT, Berlin N.,

Johannisstrasse 20.



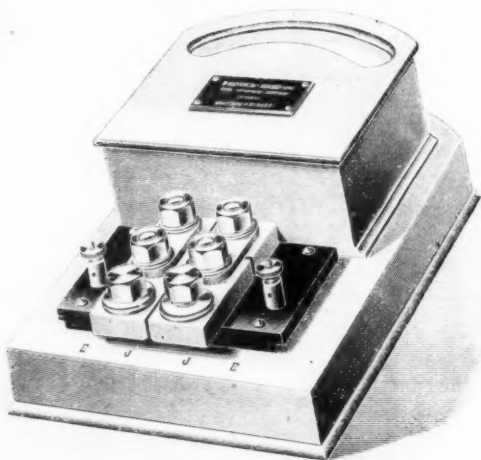
Neues hochempfindliches Spiegelgalvanometer,
Präzisionswiderstände, Melsbrücken, Kompen-
sationsapparate, Präzisions-Ampère- und Volt-
meter für Laboratorien und Schalttafeln,
Galvanometer, Funkeninduktoren, Kondensa-
toren, Rubenssche Thermosäulen, Pyrometer
bis 1600° C., Elemente.



SIEMENS & HALSKE A.-G.

Wernerwerk, Berlin-Westend,

früher Berliner Werk, Berlin SW., Markgrafenstr. 94.



Präzisions-Wattmeter, -Voltmeter und -Amperemeter für Wechselstrom. Meßeinrichtungen zur Bestimmung der Induktionskonstanten und des Energieverlustes von Wechselstromapparaten. Präzisionsnormale der Selbstinduktion. Zeiger-, Spiegel- und Panzergalvanometer. Meßbrücken, Kompensationsapparate, Zweigwiderstände, Dekadenwiderstände, Kondensatoren.



Unger & Hoffmann, Aktien-Gesellschaft.

Gegründet 1878 DRESDEN - A. 16 Gegründet 1878

Projektionsapparate

für wissenschaftliche Zwecke, für Schulen, Lehranstalten, öffentl. Vorträge.

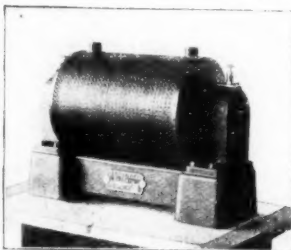
Sämtl. Gebrauchsartikel für Projektion.

Alle Lichtquellen. Laterndiapositive in reichster Auswahl.

Preislisten und fachmännische Auskunft jederzeit zu Diensten.

Induktoren und Funkentransformatoren

D. R.-P. System Klingelfuss



von bisher unerreichter Leistungsfähigkeit und Dauerhaftigkeit, von 10—150 cm Funkenlänge. Wir bauen die Induktoren für langsame, mittlere und schnelle Eigenschwingungen entsprechend der

Formel $\tau = 2\pi\sqrt{CL}$. Besonders leistungsfähige Induktoren von 10 cm Funkenlänge an, zum Laden von Kondensatoren.

Universal-Induktoren für physikalische Institute.

Neu! Mechanischer Unterbrecher von hervorragender Leistungsfähigkeit.

Fr. Klingelfuss & Co., Basel (Schweiz)

Lizenzinhaber für Frankreich J. Carpentier, Paris.

— Illustrierte Preisliste auf Wunsch zu Diensten. —

HANS BOAS BERLIN O.

Elektrotechnische Fabrik

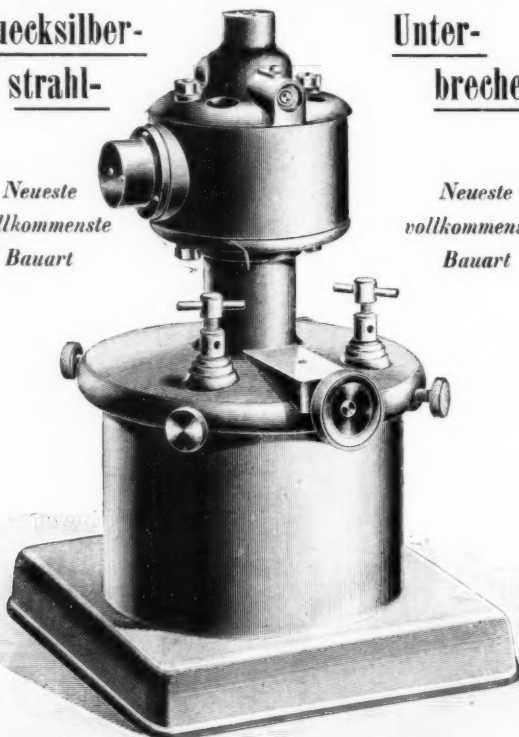
Krautstraße 52

Quecksilber-
strahl-

Unter-
brecher

*Neueste
vollkommenste
Bauart*

*Neueste
vollkommenste
Bauart*



E. DUCRETET

PARIS — 75, rue Claude-Bernard — PARIS.

Grands - Prix { Paris 1889 — Anvers 1894
Expositions Universelles { Bruxelles 1897 — Paris 1900
St. Louis 1904 — Liege 1905

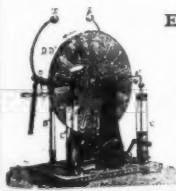
Cabinets de physique complets.

Appareils de Mesures électriques.

Télégraphie sans fil Popoff-Ducretet garantie pour les grandes distances. Téléphone haut-parleur R. Gaillard, type 1905, R. G. et E. D. Matériels complets Rayons X Röntgen, et courants de haute fréquence.

Photothéodolites de M. le Colonel Laussedat.

Catalogue Général, 5e édition, Physique générale, 3 fr.

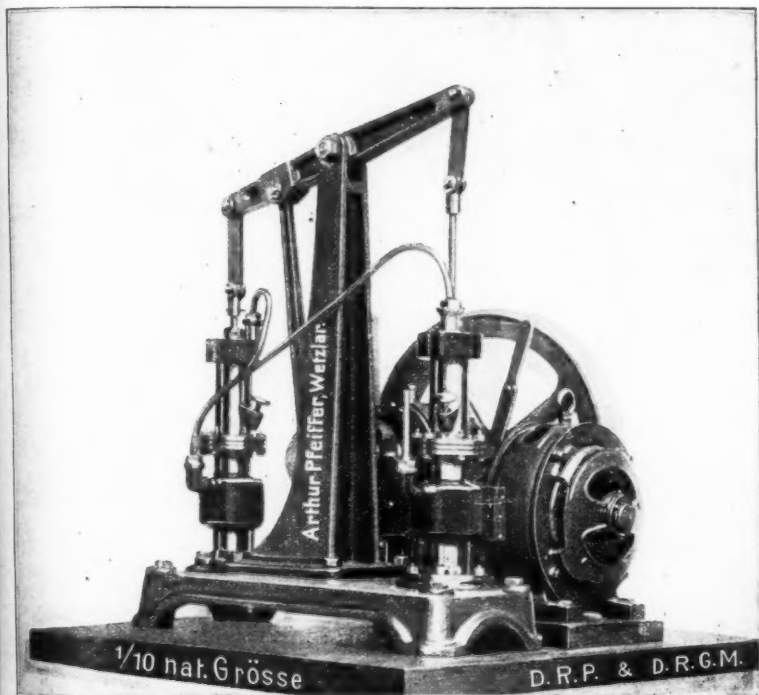


ARTHUR PFEIFFER, Wetzlar O.

Werkstätten für Präzisionsmechanik und -Optik.

— Gegründet 1890. —

**Alleinvertrieb und Alleinberechtigung zur Fabrikation der
Patent-Geryk-Öl-Luftpumpen**
in Deutschland.



Komplette Pumpeinrichtung für Hand- und Motorbetrieb ($\frac{1}{8}$ P.S.).

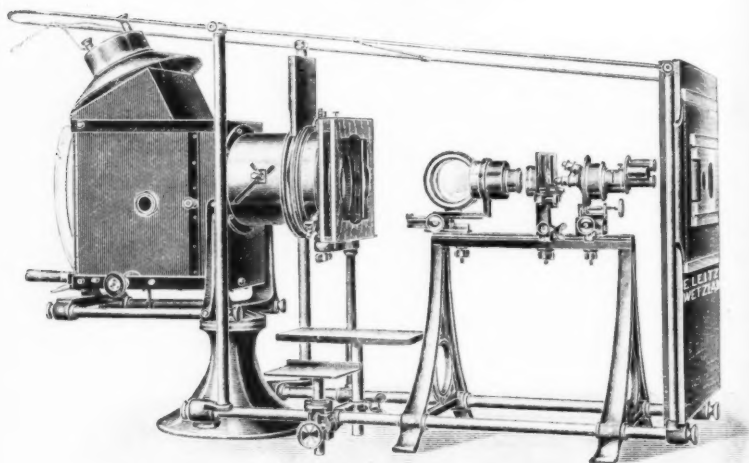
== Durch Patente und Gebrauchsmuster geschützt. ==

Jederzeit, ohne Vorbereitung, zum Gebrauch fertig.

Die Geryk-Pumpe ist die denkbar **einfachste** und **betriebs-**
sicherste Konstruktion aller Flüssigkeitspumpen und giebt nach
Jahren noch die **unverminderte** Leistung, wie sie von keiner ähn-
lichen Konstruktion erreicht wird.

E. LEITZ

Optische Werkstätte
Wetzlar.



Universal-Projektionsapparat

für diaskopische, mikroskopische und episkopische
Projektion.

== Mikroskope ==

Mikrotome und mikrophotographische Apparate.

Zweiggeschäfte:

Berlin NW., Luisenstr. 45. Frankfurt a. M., Kaiserstr. 64.

St. Petersburg, Woskressenski 11.

New York, 30 East 18th Str. Chicago, 32—38 Clark Str.

Vertretung für München: Dr. A. Schwalm, Sonnenstr. 10.

Universal-Induktorium

nach Wydts

Beschreibung und Kostenanschlag
wird auf Wunsch zugesandt.

ED. LIESEGANG

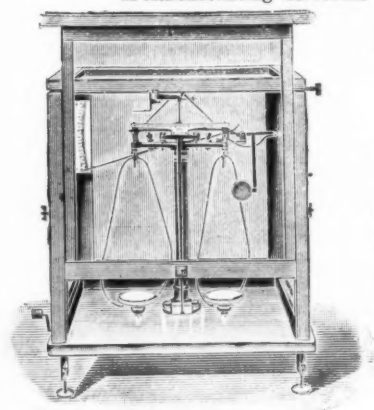
Düsseldorf-Unterbilk.

Spezialfabrik für Projektionsapparate
und Funkeninduktoren.

PAUL BUNGE

HAMBURG, Ottostrasse 13.

Nur erste Preise auf sämtlichen beschilderten Ausstellungen.
Bruxelles 1897 — Diplome d'honneur und Extra-Ehrenpreis von
Fr. 500.—, Weltausstellung Paris 1900 — Grand Prix.
Weltausstellung St. Louis — Grand Prix.



Mechanisches Institut,

gegründet 1866.

Specialität:

**Physikalische und analytische
Waagen**

in garantirt vorzüglicher Aus-
führung und allen Preislagen.

Schnelltschwingende
Waagen für Chemiker.



== Preislisten ==

in Deutsch, Französisch und
Englisch kostenfrei.

MAX KOHL, Chemnitz i. S.



Werkstätte für Präzisionsmechanik,

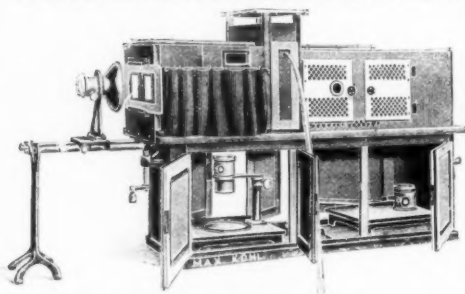
liefert als langjährige Spezialität:

Physikalische und chemische Einrichtungsgegenstände für Schulen, wie z. B. Experimentiertische n. Prof. Dr. Weinhold u. Prof. Arendt, Fensterverdunkelungen, Oberlichtverdunkelungen für Elektromotor- u. Handbetrieb, Absaugansichen mit Gas- u. Wasserleitungseinbau Wandtafelgestelle, Projektionsrollschirm mit oder ohne Elektromotorbetrieb

Vollständige Einrichtungen von physikalischen und chemischen Auditorien in gediegener, zweckmäßiger Ausführung.

Derartige komplette Einrichtungen wurden jetzt u. a. für das I. Chemische Institut der Universität Berlin, Hofmann-Haus Berlin, Laborat. f. angew. Chemie der Universität Leipzig, Phys. Institut der Universität Leipzig, Ecole d. Mines du Hainaut, Mons (Belgien), Kommerzschnle Riga (Russland), Technolog. Institut Tomsk (Sibirien), höhere Masch.-Bauschule Stettin u. v. a. m. geliefert.

Im Auftrage des Reichs-Kommissars habe ich den Hörsaal der Deutschen Unterrichts-Ausstellung St. Louis für das Preuß. Kultus-Ministerium ausgestattet. Prämiert mit dem Grand Prix.



Neu! Neu! Kohl's Megadiaskop

(gesetzlich geschützt).

Apparat zur Projektion im auffallenden u. durchfallenden Licht, zur Mikroskopprojektion, zur Projektion des Mikroskops, Präparate, Polarisations-, Spektralanalyse, Interferenz u. Beugung des Lichts.

Vollkommenster Apparat der Gegenwart. * Man verlange! Spezial-Prospekt

Keiser & Schmidt

Berlin N., Johannisstr. 20.

Neues hochempfindliches Spiegelgalvanometer,
Präzisionswiderstände, Meßbrücken, Kompen-
sationsapparate,



Präzisions-Ampère- und Voltmeter,
D.R.P., für Laboratorien u. Schalttafeln,

Galvanometer mit Fadenaufhängung.

Funkeninduktoren, Kondensatoren,

Spiegelgalvanometer,

Thermosäulen nach Prof. Dr. Rubens,

Pyrometer für Temperaturen bis 600,

1600 bezw. 4000° C.,

Galvanische Elemente.

PAUL BUNGE

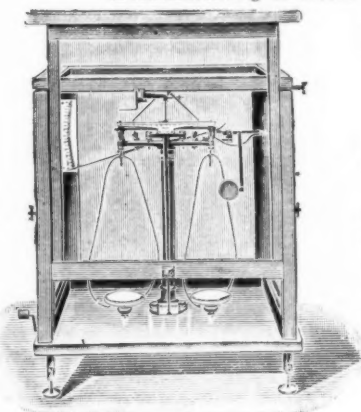
HAMBURG, Ottostrasse 13.

Nur erste Preise auf sämtlichen beschickten Ausstellungen.

Bruxelles 1897 — Diplome d'honneur und Extra-Ehrenpreis von

Fr. 500.—, Weltausstellung Paris 1900 — Grand Prix.

Weltausstellung St. Louis — Grand Prix.



Mechanisches Institut,

gegründet 1866.

Specialität:

Physikalische und analytische
Waagen

in garantirt vorzüglicher Aus-
führung und allen Preislagen.

Schnelltschwingende

Waagen für Chemiker.



== Preislisten ==
in Deutsch, Französisch und
Englisch kostenfrei.

MAX KOHL, Chemnitz i. S.



Werkstätte für Präzisionsmechanik,

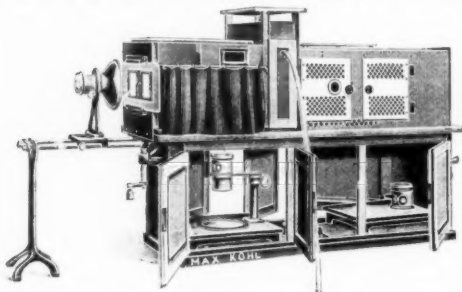
liefert als langjährige Spezialität:

Physikalische und chemische Einrichtungsgegenstände für Schulen, wie z. B. Experimentiertische n, Prof. Dr. Weinhold u. Prof. Arendt, Fensterverdunkelungen, Oberlichtverdunkelungen für Elektromotor- u. Handbetrieb, Abzugsröhren mit Gas- u. Wasserleitungseinbau Wandtafelgestelle, Projektionsrollschirm mit oder ohne Elektromotorbetrieb.

Vollständige Einrichtungen von physikalischen und chemischen Auditorien in gediegener, zweckmäßiger Ausführung.

Derartige komplette Einrichtungen wurden jetzt u. a. für das I. Chemische Institut der Universität Berlin, Hofmann-Haus Berlin, Laborat. f. angew. Chemie der Universität Leipzig, Phys. Institut der Universität Leipzig, Ecole d. Mines du Hainaut, Mons (Belgien), Kommerzschnle Riga (Russland), Technolog. Institut Tomsk (Sibirien), höhere Masch.-Bauschule St.-tlin u. v. a. m. geliefert.

Im Auftrage des Reichs-Kommissars habe ich den Hörsaal der Deutschen Unterrichts-Ausstellung St. Louis für das Preuß. Kultus-Ministerium ausgestattet. Prämiert mit dem Grand Prix.



Neu! Neu!

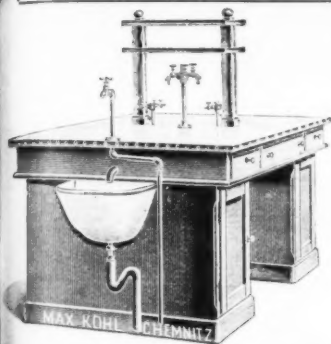
Kohl's Megadiaskop

(gesetzlich geschützt).

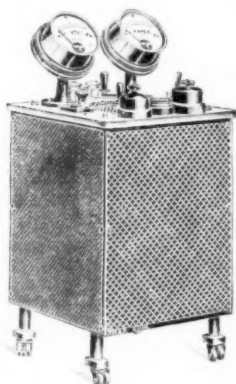
Apparat zur Projektion im auffallenden u. durchfallenden Licht, zur Mikropjektion, zur Projektion mikroskop. Präparate, für Polarisation, Spektralanalyse, Interferenz und Beugung des Lichts.

⚡ Vollkommenster Apparat der Gegenwart. ⚡ Man verlange Spezial-Prospekt.

MAX KOHL, Chemnitz i. S.



Arbeits- (Praktikanten-) Tische
in allen möglichen Ausführungen,
ganz den jeweiligen örtlichen Ver-
hältnissen angepaßt.



Experimentier-Schalttafeln

Lehranstalten und Laboratorien, als Wandtafel und in Form fahrbarer Tische ausgeführt, gestatten die Verwendung des Stromes städtischer Centralen bis 110, 160, 220 Volt und 20 oder 30 Amp. für alle im Experimentalunterricht vorkommenden Arbeiten.

Die Schalttafeln sind für kleine und große Stromstärken bei beliebigen Spannungen von 0,3 bis 110 resp. 220 Volt zu verwenden. Höhere Spannungen als wie eingestellt, treten auch bei Stromunterbrechung nicht auf. — Es ist damit also einem wirklichen, lang gefühlten Bedürfnis abgeholfen.

1a. Referenzen. *Man verlange Spezial-Prospekt!*

D. D. Thermoskope nach Kolbe

in neuester, verbesserter Ausführung.

Neu! Öl-Luftpumpen Neu!

mit Teleskopkolben, System Kohl, D.R.P.

Die Pumpe verdünnt bis auf 0,0006 mm und verspritzt während des Pumpens kein Öl! Sie eignet sich vorzüglich zum Auspumpen von Röntgen-Röhren.

Man verlange Spezial-Prospekt!

Neu! Spinthariskope Neu!

mit Phosphoreszenzschirm und einer kleinen Menge Radiumbromid auf beweglichem Zeiger, um d. außerordentlichen radioaktiven Eigenschaften des Radiums zu zeigen.

Preis M. 12.— u. 28.—.

Radiumbromid

von überraschender Wirkung; chemisch rein.

Preis auf Anfrage.

**Weltausstellung St. Louis 1904: Höchste Auszeichnung
Grand Prix und Goldene Medaille,**

erhalten in der Sonderausstellung des Kgl. Preuss. Unterrichtsministeriums in Berlin für die im Auftrage der Regierung ausgestellte Einrichtung eines physikalischen Hörsaales, letztere in der deutschen Unterrichtsausstellung, Abteilung: wissenschaftliche Instrumente.

Ehrendiplom der Ausstellung der Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte, Düsseldorf 1898.

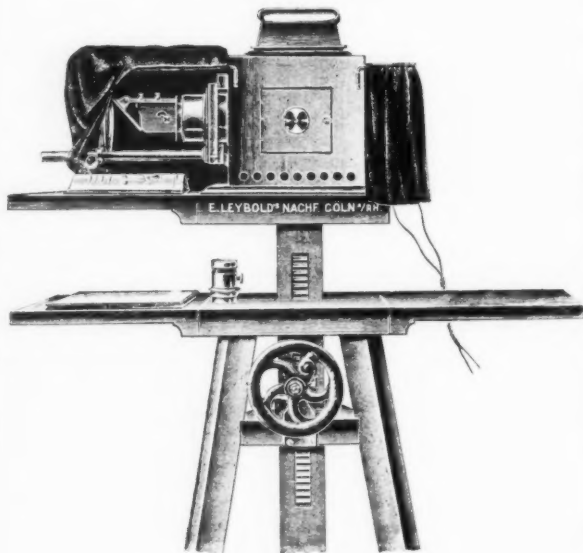
Goldene Medaillen Leipzig 1897, Weltausstellung Paris 1900, Aussig 1902, Athen 1904.

Liste mit ausführlichen Kostenanschlägen, Beschreibungen, Referenzen usw. gratis und franko.

E. Leybold's Nachfolger, Cöln

Neuer episkopischer Ansatz
zu unserem Universal-Projektionsapparat

— D. R. G. M. —



ermöglicht auf einfachste Weise die Projektion von liegenden oder aufrechtstehenden undurchsichtigen Gegenständen, Zeichnungen, Präparaten und dergl. Durch diesen neuen Zusatzapparat ist unser

Universal-Projektionsapparat

so weit vervollständigt, daß er sämtliche Vorlesungsversuche bei mäßigen Anschaffungskosten ermöglicht.

Unser Universal-Projektionsapparat ermöglicht die Projektion von Glasbildern, chemischen und physikalischen Versuchen, undurchsichtigen Gegenständen, mikroskopischen Präparaten, und dient ferner zu Versuchen über Spektralanalyse, Interferenz, Beugung, Polarisation und Doppelbrechung durch einfaches Auswechseln von Ansätzen ohne Zuhilfenahme einer optischen Bank.

Diesen Universal-Projektionsapparat haben wir in den letzten 3 Jahren an über 100 Institute geliefert. Zahlreiche Anerkennungen.

Universal-Stativ für Projektionsapparate mit Verlängerungsplatten. Dieselben können nach Wahl an der oberen oder unteren Mittelplatte des Stativs befestigt werden (siehe Figur).

Illustrierte Sonderliste über Projektionsapparate wird auf Wunsch zugesandt.

Alleinige Inseratenannahme durch: Max Gelsdorf, Leipzig-Gohlis, Böhmestr. 9.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.

